

HERSTELLUNG UND CHARAKTERISIERUNG VON INVERSIONSSCHICHT- SOLARZELLEN AUF POLYKRISTALLINEM SILIZIUM

Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur

vorgelegt von
Edmund Paul Burte

Erlangen 1984

1985 № 267

HERSTELLUNG UND CHARAKTERISIERUNG VON INVERSIONSSCHICHT- SOLARZELLEN AUF POLYKRISTALLINEM SILIZIUM

Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur

vorgelegt von
Edmund Paul Burte

Erlangen 1984



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Als Dissertation genehmigt von der Technischen Fakultät der Universität
Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 4. 5. 1984

Tag der Prüfung: 12. 7. 1984

Dekan: Prof. Dipl.-Ing. G. Vetter

1. Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. R. Hezel

2. Berichterstatter: Prof. Dr. M. Schulz

Danksagungen des Verfassers

Herrn Prof. Dr. H. Weiß, der leider Anfang 1981 durch einen tragischen Unfall ums Leben kam, danke ich, daß ich diese Arbeit am Institut für Werkstoffwissenschaften durchführen konnte, sowie für seine Förderung und Unterstützung, die er mir stets gewährte.

Herrn Privatdozent Dr. R. Hezel danke ich für die Überlassung dieses Themas, für seine Betreuung sowie für die vielen fruchtbaren Diskussionen und wertvollen Hinweise.

Herrn Prof. Dr. K. H. Zschauer möchte ich danken für die Förderung und sein Interesse an dieser Arbeit.

Zu danken habe ich weiter allen Mitarbeitern des Instituts, die mir beim Entstehen dieser Arbeit behilflich waren, insbesondere den Herren K. Bedner, L. Kowalsky und P. Olbricht, sowie Frau Völkel.

Zu Dank verpflichtet bin ich der Konrad-Adenauer-Stiftung und insbesondere der Alfried Krupp von Bohlen und Halbach-Stiftung für die großzügig gewährte finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Grundlagen	14
2.1	Grundlegende Eigenschaften des polykristallinen Siliziums	14
2.1.1	Reaktionsmechanismen bei der chemischen Dampfphasenabscheidung von polykristallinem Silizium.	14
2.1.2	Orientierung und Größe der Körner in CVD-Si-Schichten	15
2.1.3	Modell für die Leitfähigkeit und Beweglichkeit in CVD-Silizium	15
2.2	Grundlegende Eigenschaften der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle.	20
2.2.1	Prinzipieller Aufbau der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle.	20
2.2.2	Eigenschaften des MIS-Kontaktes Aluminium/Si-Oxid/p-Silizium.	21
2.2.2.1	Strom-Spannungs-Charakteristik.	21
2.2.2.2	Kapazitäts-Spannung-Beziehung für MIS-Dioden	26
2.2.3	Herstellung und Eigenschaften des Plasma-Silizium-Nitrids	27
2.2.4	Erklärung des Funktionsprinzips der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle und Kenngrößen einer Solarzelle	29
2.3	Bestimmung von Grenzflächenzustandsdichten nach der quasistatischen Methode	32
3	Experimentelles	36
3.1	Herstellung des LPCVD-Siliziums durch einen Niederdruck CVD (LPCVD) Prozeß	36
3.1.1	Beschreibung der Anlage zur Herstellung des LPCVD-Siliziums	36
3.1.2	Beschreibung des Herstellungsprozesses der LPCVD-Si-Schichten	37
3.2	Verfahren zur Herstellung der Meßproben und Querschnitte durch die einzelnen Bauelemente	38

3.2.1	Verfahren zur Herstellung der Proben aus LPCVD-Si zur Messung der Schichtdicke des abgeschiedenen Siliziums, der Beweglichkeit nach Van der Pauw sowie des Ohmschen Übergangswiderstandes zwischen Substrat und LPCVD-Si-Schicht	38
3.2.2	Querschnitte durch die untersuchten Bauelemente.	39
3.2.3	Herstellungsschritte für MIS-IL-Solarzellen auf LPCVD-Silizium und Wacker Silso, der Feldeffekttransistoren mit MIS-Kontakten und der MNOS-Kondensatoren	41
3.3	Beschreibung der einzelnen Herstellungsschritte	43
3.3.1	Grundmaterialien für MIS-Inversionsschicht-Solarzellen, MIS-Feldeffekttransistoren und MNOS-Kondensatoren.	43
3.3.2	Vorbehandlung und Reinigung der Proben	43
3.3.3	Aufdampfen des Rückseitenkontaktes	44
3.3.4	Tempern und Dünnoxidpräparation	45
3.3.5	Aufdampfen des Vorderseitenkontaktes.	45
3.3.6	Photolithographie	45
3.3.7	Beschichtung mit Plasma-Siliziumnitrid	46
3.3.8	Weitergehende Schritte zur Herstellung der Feldeffekttransistoren	47
3.4	Meßmethoden.	47
3.4.1	Messung des spezifischen Widerstandes nach der Vier-spitzenmethode.	47
3.4.2	Messung der Hallbeweglichkeit und der Ladungsträgerkonzentration nach Van der Pauw	48
3.4.3	Messung der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und der Photoleitfähigkeit von LPCVD-Silizium	49
3.4.4	Messung der Absorptionskonstanten von LPCVD-Silizium.	50
3.4.5	Kapazitäts-Spannungs-Messungen an MNOS-Kondensatoren	50
3.4.6	Kapazitäts-Spannungs-Messungen an MIS-Dioden.	51
3.4.7	Über die Messung der Kenngrößen einer Solarzelle.	51
3.4.7.1	Ersatzschaltbild und Stromgleichung.	51
3.4.7.2	Zusammenhang zwischen den Kenngrößen der Hell- und Dunkelkennlinie	53
3.4.7.3	Bestimmung des Idealitätsfaktors und des Sättigungssperrstromes der in der realen Solarzelle enthaltenen „idealen“ Diode	54
3.4.7.4	Externer Quantenwirkungsgrad	56

3.4.8	Experimentelle Durchführung der Messung der Kenngrößen einer Solarzelle	57
3.4.8.1	Messung der Dunkelkennlinie.	57
3.4.8.2	Messung der Hellkennlinie.	58
3.4.8.3	Messung von I_K - U_L bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten	59
3.4.8.4	Messung des Quantenwirkungsgrades.	59
3.4.9	Messung der Grenzflächenzustandsdichte nach der quasistatischen Methode	60
3.4.10	Über die Messung der Beweglichkeit der Inversionsschichtelektronen	61
3.4.10.1	Formeln zur Auswertung der Beweglichkeit in der Inversionsschicht.	61
3.4.10.2	Experimentelle Durchführung der Messungen und Auswertung.	64
4	Ergebnisse und Diskussion.	66
4.1	Eigenschaften des LPCVD-Siliziums	66
4.1.1	Einkristallines Silizium als Substratmaterial für die Abscheidung von LPCVD-Silizium	66
4.1.2	Übergangswiderstand zwischen einkristallinem Substrat und LPCVD-Silizium und Ohmsche Kontakte auf LPCVD-Silizium	67
4.1.3	Wachstumsrate als Funktion der Gasverhältnisse	67
4.1.4	Spezifischer Widerstand als Funktion der Gasverhältnisse	69
4.1.5	Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur	71
4.1.6	Photoleitfähigkeit von LPCVD-Silizium	73
4.1.7	Hall-Beweglichkeit.	76
4.1.8	Optische Absorption von LPCVD-Silizium	78
4.2	Elektrische Messungen an Bauelementen auf LPCVD-Silizium und auf grobkörnigem polykristallinen Silizium (Wacker Silso).	81
4.2.1	Eigenschaften der Grenzfläche Plasma-Si-Nitrid/Si-Oxid/LPCVD-Si bzw. Plasma-Si-Nitrid/Si-Oxid/Wacker Silso	82
4.2.2	Kapazitäts-Spannungs-Messungen an MIS-Kontakten auf LPCVD-Silizium und Wacker Silso.	85
4.2.3	Dunkelkennlinien von MIS-Kontakten.	86

4.2.4	I_K - U_L -Messungen bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten und Temperaturen, sowie Bestimmung des Bandabstandes von LPCVD-Silizium	91
4.2.5	Hellkennlinien von MIS-IL-Solarzellen	94
4.2.6	Externer Quantenwirkungsgrad	97
4.3	Stabilitätsuntersuchungen an MIS-IL-Solarzellen mit Plasma-Silizium-Nitrid als Dielektrikum	99
4.3.1	Zeitabhängige Änderung von Leerlaufspannung, Kurzschlußstrom, Füllfaktor und Wirkungsgrad einer MIS-IL-Solarzelle bei Beleuchtung mit einer GE-ELH-Lampe . .	100
4.3.2	Einfluß der Beleuchtung mit der HBO-Lampe auf die Kenngrößen der Hellkennlinie, auf den Sättigungssperrstrom der „idealen“ Diode, den Idealitätsfaktor sowie den Serienwiderstand der Solarzelle	104
4.3.3	Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Beleuchtung mit einer HBO-Lampe	109
4.3.4	Einfluß der Grenzflächenzustände auf die Hellkennlinie der Solarzelle	114
4.3.5	Abhängigkeit der Degradation der Solarzellen von der Frequenz des Lichtes	123
4.3.6	Abhängigkeit der Abnahme der positiven Grenzflächenladungen von der Frequenz des Lichtes	126
4.3.7	Über den Zusammenhang zwischen der Abnahme des Füllfaktors und der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen bei Verwendung des Kantenfilters WG 360.	129
4.3.8	Untersuchung der optischen Generation von Grenzflächenzuständen in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes.	131
4.3.9	Deutung der optischen Generation von Grenzflächenzuständen	138
4.3.10	Zusammenfassung der Degradationsmechanismen	141
5	Zusammenfassung	144
	Literaturverzeichnis	147
	Stichwortverzeichnis	151
	Lebenslauf	152

1 Einleitung

Die erste Solarzelle auf Halbleiterbasis fertigten Chapin, Fuller und Pearson 1954 [1]; sie konnten unter Verwendung einer Diode mit diffundiertem p-n-Übergang in einkristallinem Silizium eine direkte Umwandlung der Energie des Sonnenlichtes in elektrische Energie nachweisen.

In den folgenden Jahren erfuhren die Solarzellen ihre erste bedeutende Anwendung zur Energieversorgung von Satelliten im Weltraum, wobei als Substratmaterial einkristallines Silizium diente. Erst Anfang der siebziger Jahre, ausgelöst durch ein rasches Ansteigen des Rohölpreises, erhielt die Solarzellenforschung starken Auftrieb, um eine weitgehend umweltneutrale, regenerative Energiequelle durch terrestrische Anwendung von Solarzellen zu erschließen. Fast ausschließlicher Gegenstand der Forschung bis zu diesem Zeitpunkt war die Optimierung von Solarzellen mit diffundiertem p-n-Übergang; so erreichten J. Lindmayer und J. F. Allison [2] 1972 mit ihrer sog. "violet cell" auf einkristallinem Silizium einen Wirkungsgrad von 16% für eine einfallende Strahlungsintensität der Sonne von 100 mW/cm^2 (AM1).

Doch mußte man nach neuen Herstellungsprozessen für die Solarzellenfertigung einerseits und billigeren Substratmaterialien andererseits suchen, wollte man das Ziel der großflächigen Nutzung der Sonnenenergie nicht aus den Augen verlieren. Ein Ansatz bzgl. der Senkung der Materialkosten war die Fertigung von Solarzellen (mit p-n-Übergang) auf polykristallinen [3] und amorphen [4] Halbleitermaterialien.

Als neuen, wirtschaftlicher zu fertigenden Solarzellentyp führten Salter und Thomas 1977 die Inversionsschicht-Solarzelle mit Metall-Isolator-Halbleiterkontakt (MIS) ein [5], die im Gegensatz zu den diffundierten p-n-Übergängen einen durch Influenz hervorgerufenen p-n-Übergang aufweist. Damit wird der Hochtemperaturschritt der Diffusion (Temperatur höher als 800°C) mit seiner Beeinträchtigung des Wirkungsgrades der diffundierten n^+ -p-Solarzelle umgangen. Aufgrund der sehr hohen Dotierstoffkonzentration in der eindiffundierten n^+ -Schicht bei p-Substrat bilden sich unter anderem Kristalldefekte aus [6, 7], die die Minoritätsladungsträgerlebensdauer in dieser Schicht vermindern und somit den Quantenwirkungsgrad für das in dieser Schicht absor-

bierte kurzwellige Licht verkleinern. Zusätzlich tritt durch den Hochtemperaturschritt eine Verminderung der Minoritätsladungsträgerlebensdauer im gesamten Halbleitervolumen ein [6], was eine Verringerung des Kurzschlußstromes gegenüber den maximal erreichbaren Werten nach sich zieht. Die Kristalldefekte bewirken außerdem eine Verringerung des Füllfaktors der Solarzelle [7], weshalb der maximal erreichbare Wirkungsgrad begrenzt wird. Dagegen werden bei Inversionsschicht-Solarzellen mit Metall-Isolator-Halbleiterkontakt während der Herstellung Temperaturen von 550°C nicht überschritten.

Den wesentlichen Bestandteil dieses Zelltyps stellt der Isolator dar, der auf der Vorderseite der Zelle aufgebracht wird, als Antireflexionsschicht dient und aufgrund der an der Grenzfläche zum Halbleiter eingebauten Ladungen die Inversionsschicht im Halbleiter mit angrenzender Raumladungszone induziert. Durch ein Metall geeigneter Austrittsarbeit läßt sich unter der gitterartigen Metallstruktur auf der Zellenvorderseite ebenfalls eine Inversionsschicht mit anschließender Raumladungszone im Halbleiter hervorrufen, wodurch eine elektrische Ankopplung der Inversionsschicht zwischen den Metallkontakten an diese gegeben ist.

Als ein brauchbares Dielektrikum zur Herstellung von Inversionsschicht-Solarzellen wurde Siliziumnitrid eingeführt [8, 28], da mit Siliziumnitrid eine hohe Ladungsdichte zur Erzeugung der Inversionsschicht zu erreichen ist und Siliziumnitrid sich aufgrund des Brechungsindex $n \approx 1.9\text{--}2$ hervorragend als Antireflexionsschicht eignet.

Um eine Synthese des kostengünstigen MIS Inversionsschicht-Solarzellenprinzips mit billigeren Substratmaterialien zu schaffen, sollen im ersten Teil der vorliegenden Arbeit erstmals Inversionsschicht-Solarzellen mit MIS-Kontakt auf feinkörnigem polykristallinen Silizium gefertigt werden.

Die entscheidende Frage bestand darin, ob die für die Funktion der Inversionsschicht-Solarzelle notwendige Inversionsschicht von Minoritätsladungsträgern im Halbleiter Silizium an der Grenzfläche Halbleiter/Isolator geschaffen werden kann. Als Dielektrikum, mit dem diese Anforderung erfüllt werden konnte, diente Siliziumnitrid, das in einer HF Glimmentladung bei Temperaturen unter 300°C abgeschieden wurde.

Das feinkörnige polykristalline Silizium wurde mit Hilfe einer chemischen Dampfphasenreaktion aus der Gasphase durch Pyrolyse von Silan abgeschieden. Es erfolgt eine Charakterisierung des verwendeten poly-

kristallinen Materials hinsichtlich seiner elektrischen Eigenschaften Hallbeweglichkeit, Leitfähigkeit und Photoleitfähigkeit.

Ferner wurden Inversionsschicht-Solarzellen auf grobkörnigem Wacker Silso Material zum Zweck der Herstellungsprozeßkontrolle gefertigt und die elektrischen Eigenschaften der Solarzellen auf beiden polykristallinen Materialien verglichen.

Ein zweiter Teil dieser Arbeit befaßt sich mit der Langzeitstabilität unter Beleuchtung von Inversionsschicht-Solarzellen mit Siliziumnitrid als Dielektrikum. Die Kenngrößen der Solarzellen werden als Funktion der Beleuchtungszeit vorgestellt und die physikalischen Ursachen für die beobachtete Degradation aufzuzeigen versucht.

Vor Darstellung der Ergebnisse dieser Untersuchungen und deren Diskussion wird eine Einführung in den Leitungsmechanismus von polykristallinem Halbleitermaterial sowie ein Überblick über Strommechanismen und charakteristische Größen von Solarzellen gegeben. Weiterhin werden das experimentelle Vorgehen beschrieben und die Meßmethoden vorgestellt, die zur Charakterisierung der Eigenschaften der Solarzelle und zur Untersuchung der Degradationsmechanismen erforderlich waren.

2 Grundlagen

2.1 Grundlegende Eigenschaften des polykristallinen Siliziums

In diesem Unterkapitel werden die Reaktionsmechanismen bei der Herstellung von polykristallinem Silizium aus der Gasphase erläutert, die Orientierungen und die mittlere Größe der einzelnen Körner des Materials betrachtet und schließlich wird ein Modell zur Beschreibung der elektrischen Eigenschaften des polykristallinen Siliziums vorgestellt.

2.1.1 Reaktionsmechanismen bei der chemischen Dampfphasenabscheidung von polykristallinem Silizium

Die chemische Dampfphasenabscheidung (CVD = Chemical Vapor Deposition) von Silizium (Si) auf einem Substratmaterial, wie z. B. (111)-Silizium, oxidiertes Silizium, oder mit Siliziumnitrid bedecktes Silizium, durch Pyrolyse von Silan (SiH_4) in Argon als Trägergas im Temperaturbereich 700 – 800 °C wird als Drei-Stufen-Prozeß betrachtet [10], bestehend aus der Adsorption (a), dem Zerfall (b) von Silan auf und der Desorption (c) von Wasserstoff von der Substratoberfläche:

- (a) Chemisorption von Silan an Nukleationskeimen, *, an der Oberfläche des Substrats $* + \text{SiH}_4 \rightleftharpoons \text{SiH}_4(*)$
- (b) Zerfall von Silan in Silizium und Wasserstoff
 $\text{SiH}_4(*) \rightarrow \text{Si}(*) + 2 \text{H}_2(*)$
- (c) Desorption von Wasserstoffgas, das beim Zerfall von Silanmolekülen auf der Substratoberfläche entstanden ist
 $\text{H}_2(*) \rightleftharpoons \text{H}_2 + (*)$

Ist die Flußrate der Gase (SiH_4 und Ar) ausreichend hoch, so wird der Reaktionsschritt (b) der die Wachstumsrate der Si-Schicht bestimmende Schritt, d. h. die Reaktion ist kein Prozeß, der durch den Massentransport beschränkt ist. Eine Abhängigkeit der Abscheiderate vom Gasfluß besteht in diesem Fall nicht.

2.1.2 Orientierung und Größe der Körner in CVD-Si-Schichten

Die Aufnahmen von Elektronenbeugungsexperimenten an Siliziumschichten, die im Temperaturbereich um 700 °C parallel auf verschiedene Substratmaterialien (siehe Abschnitt 2.1.1) abgeschieden wurden, zeigen eine Unabhängigkeit der bevorzugten Orientierung der Körner vom gewählten Substratmaterial [11].

Als bevorzugte Orientierung der Körner tritt unabhängig vom Abscheidendruck (Atmosphärendruck oder niederer Druck) für Abscheideraten von 0.1 $\mu\text{m}/\text{min}$ bis 0.5 $\mu\text{m}/\text{min}$ und Temperaturen von 700 °C bis zu 800 °C die $\langle 110 \rangle$ Orientierung auf [11, 12, 13], wie Elektronen- und Röntgenbeugungsexperimente beweisen. Da also die Si-Schichten, die auf (111) orientiertem einkristallinen Siliziumsubstrat aufwachsen, nicht dieser Orientierung folgen, sind die anfängliche Keimbildung und das Wachstum dieser Filme unabhängig von der Substratorientierung [11]. Die Ursache für das bevorzugte Wachstum der Schichten in $\langle 110 \rangle$ Richtung im Temperaturbereich 700 – 800 °C ist durch die kinetische Begünstigung der Keimbildung von $\{110\}$ Inseln zu erklären in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen, die auf der Atomdichte und der Oberflächenenergie der verschiedenen Kristallebenen basieren [15, 16].

2.1.3 Modell für die Leitfähigkeit und Beweglichkeit in CVD-Silizium [17]

Polykristallines Material setzt sich aus kleinen Kristalliten zusammen, die durch die Korngrenzen voneinander getrennt sind. Der Winkel zwischen den Orientierungen aneinandergrenzender Kristallite ist oft groß. Im Innern eines Kristallits sind die Atome periodisch angeordnet, so daß das Innere eines Kristallits als kleiner Einkristall betrachtet werden kann. Die Korngrenze, die aus wenigen Atomlagen ungeordneter Atome besteht, stellt den Übergangsbereich zwischen den verschiedenen Orientierungen aneinandergrenzender Kristallite dar. An der Korngrenze existiert eine große Anzahl atomarer Defekte; d. h. Siliziumatome an der Korngrenze besitzen weniger als vier Valenzbindungen und weisen freie Valenzelektronen auf. Die Folge ist die Ausbildung von Haftstellen, die Majoritätsladungsträger einfangen und unbeweglich machen. Dadurch wird die Anzahl der frei beweglichen Ladungsträger vermindert, die zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen können. Nach Einfang

eines Ladungsträgers werden die Haftstellen elektrisch geladen und bauen eine Potentialbarriere auf, die die Bewegung eines Ladungsträgers von einem Korn zum nächsten behindert, wodurch die Beweglichkeit vermindert wird. Die bei p-dotiertem polykristallinen Silizium positiv geladenen Haftstellen bauen eine Raumladungszone im einzelnen Kristallit auf.

Obwohl in realem polykristallinen Material die Kristallite unregelmäßige Formen aufweisen und eine Verteilung ihres Durchmessers vorliegt, werden folgende Annahmen gemacht:

Das polykristalline Material besteht aus gleichen Kristalliten einer Korngröße von L cm, es seien nur Verunreinigungen des Materials durch Atome einer Gruppe (Dotierstoff) gegeben, die Dotierstoffatome seien vollständig ionisiert und homogen verteilt mit einer Konzentration N . Innerhalb eines Kristallits sei die Theorie des Einkristalls anwendbar. Ferner sei die Dicke der Korngrenze gegenüber dem Durchmesser L des Kristallits von vernachlässigbarer Größe und die Korngrenze enthalte Q_t Haftstellen pro Quadratzentimeter, lokalisiert bei der Energie E_t bezogen auf das intrinsische Fermi-niveau E_i . Die Haftstellen seien anfangs neutral und werden durch Einfang eines Ladungsträgers geladen. Die abrupte Raumladungszonennäherung wird benutzt, um das Energiebandschema im Kristallit zu berechnen.

Abbildung 1 zeigt, daß alle beweglichen Ladungsträger innerhalb eines Bereiches ($L/2-l$) beiderseits der Korngrenze von den Haftstellen eingefangen werden, wodurch die negativ ionisierten Akzeptoren eine Raumladungszone ausbilden (für p-Silizium). Zur Berechnung der Transporteigenschaften des Si-Materials genügt eine eindimensionale Betrachtungsweise, bewegliche Ladungsträger in der Raumladungszone werden vernachlässigt.

Unter Verwendung obiger Näherungen lautet die Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{qN}{\epsilon \epsilon_0} \quad l < |x| < L/2 \quad (1)$$

wobei $U(x)$ das Potential an der Stelle x , q die Elementarladung, ϵ die Dielektrizitätskonstante des polykristallinen Silizium und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums sind. Unter den Randbedingungen U

stetig und $\frac{dU}{dx} = 0$ für $x = L$ erhält man durch zweifache Integration

von Gleichung (1)

$$U(x) = \frac{qN}{2\epsilon\epsilon_0} (x-L)^2 + U_{v0} \quad l < |x| < \frac{L}{2} \quad (2)$$

$$U(x) = U_{v0} \quad \text{sonst}$$

U_{v0} ist das Potential des Valenzbandes in der Mitte des Kristallits, E_i ist als Nullpunkt der Energie gewählt und die Energie ist positiv zum Valenzband hin.

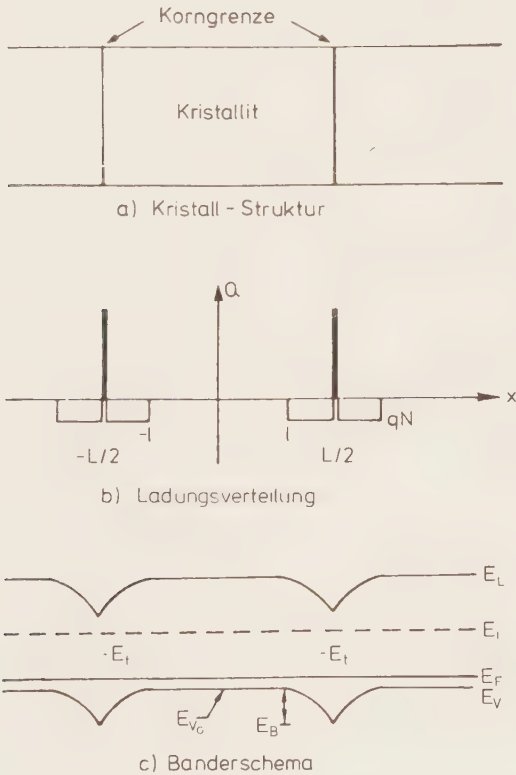


Abbildung 1 Schematische Darstellung der Kristallstruktur (a), der Ladungsverteilung (b) und des Energiebandschemas in polykristallinem Halbleitermaterial (nach [17])

Für eine gegebene Kristallitgröße existieren zwei Fälle:

(a) $LN < Q_t$ und (b) $LN > Q_t$

Fall (a) $LN < Q_t$

Der Kristallit ist vollständig an Löchern verarmt und die Haftstellen sind teilweise gefüllt, so daß $l = 0$ ist und aus Gleichung (2) folgt:

$$U(x) = U_{v0} + \frac{qN}{2\epsilon\epsilon_0} x^2, |x| < \frac{L}{2} \quad (3)$$

Die Potentialbarriere, U_B , ist gleich der Differenz zwischen $U(0)$ und $U\left(\frac{L}{2}\right)$:

$$U_B = \frac{qL^2 N}{8\epsilon\epsilon_0} \quad (4)$$

Im Falle (b) $LN > Q_t$ ist nur ein Teil des Kristallits verarmt und $l > 0$;

aus Gleichung (2) folgt: $U_B = \frac{qQ_t^2}{8\epsilon\epsilon_0 N}$

U_B nimmt für $LN < Q_t$ linear mit N zu, erreicht ein Maximum für $LN = Q_t$ und fällt für $N > \frac{Q_t}{L}$ mit $\frac{1}{N}$ ab.

Nach [17] erhält man im Falle (a) für die mittlere Löcherkonzentration eines Kristallits:

$$p_a = \frac{n_i}{Lq} \left(\frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 kT}{N} \right)^{0.5} \exp\left(\frac{E_B + E_F}{kT}\right) \operatorname{erf}\left\{ \frac{qL}{2} \left(\frac{N}{2\epsilon\epsilon_0 kT} \right)^{0.5} \right\} \quad (5)$$

wobei $E_B = qU_B$ und $n_i = N_V \exp(-\frac{1}{2} E_g/kT)$ die intrinsische Löcherkonzentration einkristallinen Siliziums (mit Bandlücke E_g) bei der Temperatur T ist. Im Fall (b) gilt nach [17] für die mittlere Löcherkonzentration eines Kristallits:

$$p_a = N_V \exp(-(E_V - E_F)/kT) \cdot \left\{ \left(1 - \frac{Q_t}{LN} \right) + \frac{1}{qL} \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 \pi kT}{N} \right)^{0.5} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{qQ_t}{2} \left(\frac{1}{2\epsilon\epsilon_0 kTN} \right)^{0.5} \right) \right\} \quad (6)$$

Der Widerstand des polykristallinen Materials setzt sich aus den Beiträgen der Korngrenze und des Volumens des Kristallits zusammen. Im folgenden werde der Widerstand des Volumens des Kristallits gegenüber dem der Korngrenze vernachlässigt [17]. Als Strommechanismen für die Korngrenze sind die thermionische Emission und die Feldemission zu betrachten, wobei die Feldemission gegenüber der thermionischen Emission zu vernachlässigen ist [17].

Nach [17] erhält man für die Stromdichte J durch die Korngrenze für eine an der Korngrenze anliegende Spannung U_a :

$$J_{th} = q p_a \left(\frac{kT}{2m^* \pi} \right)^{0.5} \exp \left(- \frac{q U_B}{kT} \right) \cdot \left\{ \exp \left(\frac{q U_a}{kT} \right) - 1 \right\} \quad (7)$$

wobei m^* die effektive Masse der Ladungsträger ist.

Es sei U_a klein, $q U_a \ll kT$, so vereinfacht sich Gleichung (7) zu

$$J_{th} = q^2 p_a \left(\frac{1}{2\pi m^* kT} \right)^{0.5} \exp \left(- \frac{q U_B}{kT} \right) \cdot U_a \quad (8)$$

Aus Gleichung (8) folgt die Leitfähigkeit σ eines Korns der Größe L :

$$\sigma = L q^2 p_a \left(\frac{1}{2\pi m^* kT} \right)^{0.5} \exp \left(- \frac{q U_B}{kT} \right) \quad (9)$$

Indem man Gleichung (5) und Gleichung (6) in Gleichung (9) einsetzt, erhält man:

$$\sigma \propto \exp \left(- \left(\frac{1}{2} E_g - E_F \right) / kT \right) \quad \text{für } NL < Q_t \quad (10)$$

$$\sigma \propto T^{-0.5} \exp \left(- E_B / kT \right) \quad \text{für } NL > Q_t \quad (11)$$

Unter Verwendung der Beziehung $\sigma = n p \mu$ folgt aus Gleichung (9) eine effektive Beweglichkeit μ_{eff} :

$$\mu_{eff} = L q \left(\frac{1}{2\pi m^* kT} \right)^{0.5} \exp \left(- \frac{E_B}{kT} \right) \quad (12)$$

Da E_B ein Maximum aufweist für $LN = Q_t$, wird μ_{eff} für diesen Fall ein Minimum zeigen.

2.2 Grundlegende Eigenschaften der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle

Die Inversionsschicht (IL*)-Solarzelle mit Metall-Isolator-Halbleiter-Kontakt (MIS = Metal-Isolator-Semiconductor), wie sie in dieser Arbeit auf p-dotiertem Silizium hergestellt und untersucht worden ist, unterscheidet sich von der Solarzelle mit diffundiertem n-p-Übergang in zweierlei Hinsicht:

- (1) dem MIS-Kontaktgitter als Vorderseitenkontakt und
- (2) der Inversionsschicht mit angrenzender Raumladungszone, die durch Aufbringen einer Antireflexionsschicht geeigneter Eigenschaften im Halbleiter influenziert wird, und des dadurch induzierten n-p-Überganges.

Neben einer Reihe verschiedener als Antireflexionsschicht verwendeter Dielektrika eignet sich besonders Siliziumnitrid, das in einem CVD-Prozeß mit Plasmaunterstützung abgeschieden wird (Plasmasiliziumnitrid) [18]. Es wird in dieser Arbeit ausschließlich verwendet.

Als MIS-Kontakt findet das System Aluminium/Siliziumdioxid/p-Silizium Verwendung [19].

Anschließend an den prinzipiellen Aufbau der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle werden die Eigenschaften des MIS-Kontaktes und die Anforderungen an das Dielektrikum Siliziumnitrid erläutert, ehe die Funktionsweise der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle mit den wichtigsten Solarzellenkenngrößen ausgeführt wird.

2.2.1 Prinzipieller Aufbau der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle

Der schematische Querschnitt einer MIS-Inversionsschicht-Solarzelle ist in Abbildung 2 gezeigt. Auf die Rückseite des Si-Substrats wird ganzflächig ein Ohmscher Kontakt aufgebracht. Auf der Vorderseite der Zelle ist der Metallkontakt in Gitterstruktur ausgeführt, der durch eine dünne Isolatorschicht (1-2nm) vom Halbleiter getrennt ist – MIS-Kontakt. Dabei ist das Metall für diesen Kontakt so gewählt, daß unter Berücksichtigung der p-Dotierung des Halbleiters unter der Kontaktfläche aufgrund der Austrittsarbeitsdifferenz zwischen Metall und Halbleiter eine Inversionsschicht mit angrenzender Raumladungs-

* Inversion-Layer = Inversionsschicht

zone vorliegt. Die Solarzellenvorderseite ist mit einem Dielektrikum bedeckt, das neben der reflexionsmindernden Wirkung aufgrund sich an der Grenzfläche zum Halbleiter befindender positiver Ladungen ausreichender Dichte ebenfalls eine Inversionsschicht mit angrenzender Verarmungszone influenziert. In den nächsten Abschnitten werden die Eigenschaften des MIS-Kontaktes und des Dielektrikums Plasma-Si-Nitrid dargestellt, ehe die Funktionsweise der Zelle erläutert wird.

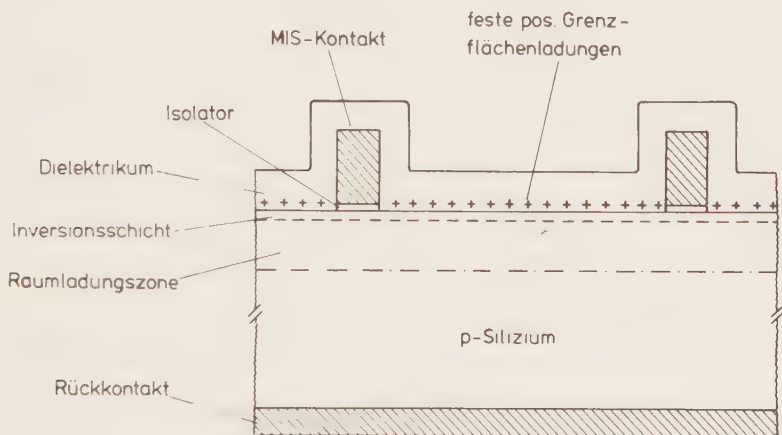


Abbildung 2 Schematischer Querschnitt einer MIS-Inversionsschicht-Solarzelle auf p-dotiertem Silizium

2.2.2 Eigenschaften des MIS-Kontaktes Aluminium/Si-Oxid/p-Silizium

2.2.2.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

Auf die Strom-Spannungs-Charakteristik einer MIS-IL-Solarzelle hat der MIS-Kontakt wesentlichen Einfluß [18]. Unter Verwendung eines von fundamentalen Gesetzen des Halbleiters ausgehenden numerischen Modells wurden in [20] die elektrischen Eigenschaften von MIS-Tunnel-dioden mit Si-Oxid als Isolator berechnet. Besondere Berücksichtigung fand dabei das System Aluminium/Si-Oxid/p-Silizium (einkristallines Silizium).

Um meßbare Tunnelströme durch den Isolator zu erhalten, ist dieser dünner als 6 nm zu wählen.

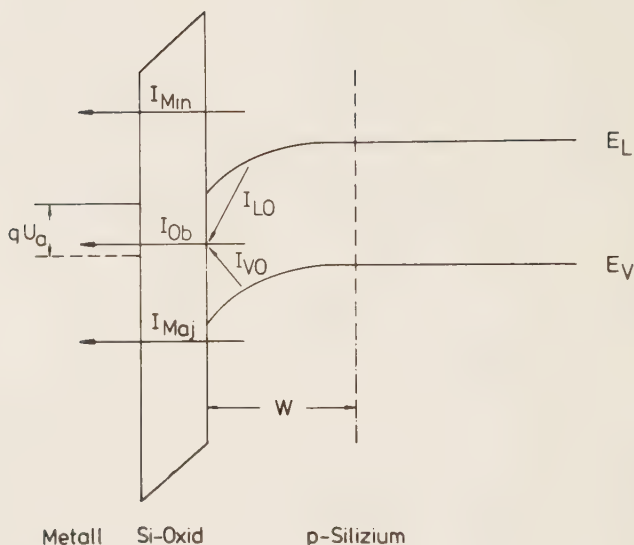


Abbildung 3 Energiebandschema der MIS-Tunneldiode auf p-Silizium. Eingetragen sind die wichtigen Strommechanismen im Oberflächenbereich des Halbleiters. Am Halbleiter liegt eine positive Spannung U_a gegenüber dem Metall an (nach [20])

Abbildung 3 zeigt schematisch das Energiebandschema einer MIS-Diode, bei der am p-dotierten Halbleiter eine positive Spannung U_a gegenüber dem Metallkontakt anliegt. Unter den gezeigten Spannungsbedingungen sind drei in das Schema eingezeichnete Tunnelströme möglich:

- (1) ein Tunnelstrom I_{Min} vom Leitungsband des Halbleiters ins Metall, verursacht von Elektronen, die aus dem Metall in Zustände des Leitungsbandes des Halbleiters tunneln (Minoritätsladungsträgerstrom)
- (2) ein Tunnelstrom I_{Maj} vom Valenzband des Halbleiters ins Metall, verursacht von Löchern, die aus dem Valenzband des Halbleiters in das Metall tunneln (Majoritätsladungsträgerstrom).
- (3) ein Tunnelstrom I_{Ob} von an der Halbleiter/Isolator Grenzfläche lokalisierten, energetisch im verbotenen Band sitzenden Grenzflächenzuständen in das Metall.

Die Ströme I_{LO} und I_{VO} sind effektive Ströme, die zurückzuführen sind auf einen Ladungsträgeraustausch zwischen Leitungs-, bzw. Valenzband des Halbleiters und diesen Zuständen durch Generations-Rekombinationsprozesse.

Im folgenden werden die Stromanteile I_{Ob} , I_{LO} und I_{VO} vernachlässigt, d. h. sie werden als klein gegen I_{Min} und I_{Maj} angenommen [20].

Abbildung 4 zeigt schematisch das Energiebandschema einer sich im thermischen Gleichgewicht befindenden MIS-Diode. Als Metall wird Aluminium (Al) verwendet, das durch eine etwa 1.2 nm dicke Siliziumoxidschicht von dem mit $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ Akzeptoren dotierten Siliziumsubstrat ($2 \Omega \text{ cm}$) getrennt ist.

Als Werte für die Energiedifferenzen zwischen den Leitungsbandkanten Al/Si-Oxid und Si/Si-Oxid werden die entsprechenden Volumenwerte für dicke Schichten verwendet [21]. Wie aus den in Abbildung 4 gezeigten, berechneten Werten entnommen werden kann, gilt $0.8 \text{ V} = \psi_s > 2\psi_B = 0.7 \text{ V}$, d. h. an der Halbleiteroberfläche herrscht im thermischen Gleichgewicht starke Inversion, bedingt durch die Austrittsarbeitsdifferenz zwischen Aluminium und $2 \Omega \text{ cm}$ p-Silizium.

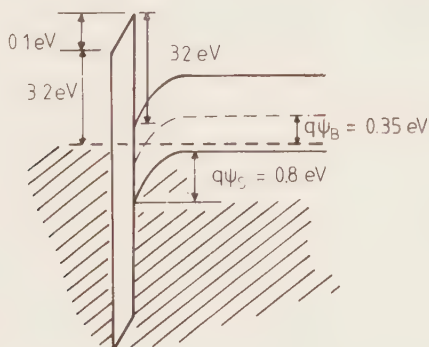


Abbildung 4 Bänderschema des Al/SiO₂/p-Si Systems im thermischen Gleichgewicht, mit einer Dicke des SiO₂ von 1.2 nm, einer Dotierstoffkonzentration des p-Si von $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, unter Verwendung der entsprechenden Volumenwerte für die Al/SiO₂ (3.2 eV) und SiO₂/Si (3.2 eV) Barrierenhöhen [21]. (nach [20])

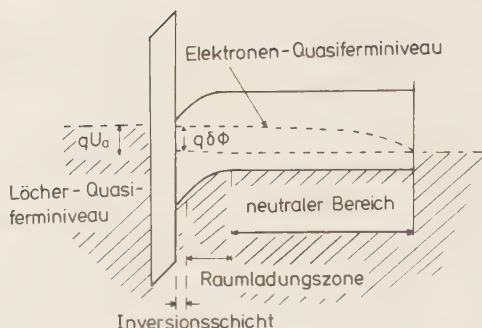


Abbildung 5 Energiebandschema einer Minoritätsladungsträger MIS-Diode, deren Strom halbleiterlimitiert ist (nach [20])

Bei Vorliegen starker Inversion ist der Beitrag der Majoritätsladungsträger zum Diodenstrom ziemlich klein und darf im Idealfall vernachlässigt werden [20]. Der dominierende Minoritätsladungsträgerstrom (Minoritätsladungsträgerdiode) ist bei Anlegen von Sperrspannungen und nicht zu großen Flußspannungen nicht durch den Tunnelprozeß begrenzt, sondern nur durch den Elektronentransport im Halbleiter; der Diodenstrom ist halbleiterlimitiert. Erst beim Übergang zu höheren Flußspannungen ($U_a \geq 0.5 \text{ V}$) wird durch die Tunnelschicht dem Stromfluß ein merklicher Widerstand entgegengesetzt, der Diodenstrom wird tunnellimitiert.

Im halbleiterbegrenzten Spannungsbereich sind das Quasifermi-niveau der Elektronen im Halbleiter und das Leitungsband an das Fermi-niveau des Metalls geheftet (siehe Abbildung 5), so daß die Elektronenkonzentration an der Grenzfläche in diesem Spannungsbereich praktisch konstant bleibt, eine Änderung der angelegten Spannung verändert nur die Weite der Raumladungszone. Da aufgrund des vernachlässigbaren Löcherstromes I_{Maj} das Quasifermi-niveau der Löcher mit dem Gleichgewichtsfermi-niveau des Halbleiters zusammenfällt, ist die Differenz $\delta\Phi$ zwischen Elektronen- und Löcher-Quasifermi-niveau in sehr guter Näherung gleich der angelegten Spannung U_a .

Die Strom-Spannungs-Charakteristik einer derartigen Tunneldiode ist nach [20] im halbleiterbegrenzten Fall mit der eines einseitigen abrupten n-p-Überganges identisch. Der gesamte bei einer Flußspannung U_a durch die Minoritätsladungsträgerdiode fließende Strom $I_{Min}(U_a)$

(Abbildung 3) ist im halbleiterbegrenzten Fall gleich der Summe $I(U_a)$ aus einem Diffusionsstrom $I_D(U_a)$ in das Halbleitervolumen [22] und einem Rekombinations-, Generationsstrom in der Raumladungszone $I_{RG}(U_a)$ [23]. Die Strom-Spannungs-Charakteristik lautet:

$$I(U_a) = I_D(U_a) + I_{RG}(U_a) = \\ = I_{OD} \left\{ \exp\left(\frac{qU_a}{kT}\right) - 1 \right\} + I_{ORG} \left\{ \exp\left(\frac{qU_a}{2kT}\right) - 1 \right\} \quad (13)$$

$I_{OD} = q \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} F$ = Sättigungssperrstrom des Diffusionsstromes, q = Elementarladung, D_n = Diffusionskoeffizient der Elektronen, L_n = Diffusionslänge der Elektronen, n_i = Ladungsträgerdichte des eigenleitenden Halbleiters, F = Kontaktfläche

$I_{ORG} = q \frac{n_i W}{\tau_e} F$ = Sättigungssperrstrom des Generations-, Rekombinationsstromes, W = Tiefe der Raumladungszone, τ_e = effektive Lebensdauer [21]

Bei Anlegen höherer Spannungen macht sich der Widerstand der Tunnel-schicht bemerkbar, der Strom ist nicht mehr halbleiterlimitiert und das Quasiferminiveau der Elektronen nicht mehr an das Fermi-niveau des Metalls geheftet, $\delta\Phi$ wird deutlich kleiner als U_a , sodaß obige Näherung $\delta\Phi \simeq U_a$ nicht gültig bleibt. Formal läßt sich der Tunnel-widerstand durch Einführung eines Serienwiderstandes R_s in Gleichung (13) durch Ersetzen von U_a durch $U_a - IR_s$ berücksichtigen.

Der bisher vernachlässigte Strom I_{Ob} spielt im halbleiterbegrenzten Spannungsbereich praktisch keine Rolle, da die Grenzflächenzustände aufgrund des Vorliegens starker Inversion gefüllt sind und nicht zum Strom beitragen können (vgl. Abbildung 3) [20].

Je nach der an der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter vorliegenden Barrierenhöhe $\Phi_p = \frac{1}{2} E_g/q - \psi_B + \psi_S - \Delta\Phi$ ($\Delta\Phi$ Barrierenerniedrigung durch Bildladungseffekt), kann der Majoritäts-ladungsträgerstrom bei realen MIS-Dioden eine mehr oder minder große Rolle spielen. Da der Transport von Majoritätsladungsträgern im Halbleiter keiner Beschränkung (für in Dioden übliche Stromdichten) unterworfen ist, ist I_{Maj} (Abbildung 3) stets tunnellimitiert. In der Strom-

Spannungs-Charakteristik ist I_{Maj} als tunnellimitierter thermionischer Emissionsstrom $I_T(U_a)$ zu berücksichtigen [19]:

$$\begin{aligned} I_T(U_a) &= F \Theta A^{**} T^2 \exp(-q\Phi_B) \{ \exp(qU_a/kT) - 1 \} \\ &= I_{OT} \{ \exp(qU_a/kT) - 1 \} \end{aligned} \quad (14)$$

wobei A^{**} die effektive Richardson Konstante, $\Phi_B = \frac{1}{2} E_g/q - \psi_B + \psi_S - \Delta\Phi$ die Barrierenhöhe für Löcher bei Spannung 0V sind und Θ der Majoritätsladungsträgertunnelkoeffizient ist, der den Tunnelwiderstand berücksichtigt [24]. Unabhängig von den Strommechanismen im Halbleiter unter dem MIS-Kontakt liefert die bei Inversionsschicht-Solarzellen zwischen den Kontaktfingern vorliegende Inversionsschicht negativer Ladungsträger einen Beitrag zur Strom-Spannungs-Charakteristik [18]. Ein Strom von Ladungsträgern, d. h. Elektronen, die durch den Metallkontakt injiziert werden, breitet sich, bedingt durch die Inversionsschicht, auch lateral aus. Der Strombeitrag der Inversionsschicht ist auf Generations-Rekombinationsmechanismen zurückzuführen [25] und es gilt:

$$\begin{aligned} I_K &\cong I_{K0} \exp(qU_a/m_K kT) \\ \text{mit } 2 &\leq m_K \leq 4 \end{aligned} \quad (15)$$

Die Strom-Spannungs-Charakteristik einer MIS Inversionsschicht-Solarzelle setzt sich additiv aus obigen Stromanteilen zusammen:

$$\begin{aligned} I(U_a) &= I_{ODT} \{ \exp(qU_a/kT) - 1 \} + I_{ORG} \{ \exp(qU_a/2kT) - 1 \} + \\ &+ I_{K0} \exp(qU_a/m_K kT) \\ \text{wobei } I_{ODT} &= I_{OD} + I_{OT} \text{ und } U_a \text{ größer einige } kT/q. \end{aligned} \quad (16)$$

2.2.2.2 Kapazitäts-Spannungs-Beziehung für MIS-Dioden

Im halbleiterlimitierten Bereich von Minoritätsladungsträger MIS-Dioden sind nach Abschnitt 2.2.2.1 Quasiferminiveau der Elektronen und Leitungsbandkante des Halbleiters an das Ferminiveau des Metalls „geheftet“. Das bedeutet, daß Änderungen der in der Inversionsschicht gespeicherten Ladung mit der angelegten Spannung sehr klein sind. Eine Änderung der angelegten Spannung schlägt sich hauptsächlich in einer Veränderung der Weite der Raumladungszone nieder. Unter der Annahme, daß nur die Weite der Raumladungszone durch eine Spannungs-

änderung beeinflusst wird, läßt sich ein einfacher Zusammenhang für die Kapazitäts-Spannungs-Abhängigkeit durch zweimalige Integration der Poisson-Gleichung gewinnen [26]:

$$C(U_a) = \left\{ \frac{2}{\epsilon_S \epsilon_0 q N_A} (U_c - U_a) \right\}^{-0.5} \quad U_a < U_c \quad (17)$$

$$\text{mit } U_c = q \frac{N_A}{2\epsilon_S \epsilon_0} W^2$$

N_A ist die Dichte der Akzeptoren im Halbleiter, W die Weite der Raumladungszone im thermischen Gleichgewicht.

Liegt an der Halbleitergrenzfläche keine starke Inversion vor, so gibt nach der Verarmungstheorie [21] (unter Vernachlässigung der beweglichen Ladungen in der Raumladungszone) die Größe U_c gerade das Oberflächenpotential ψ_{S0} an ($\psi_{S0} < \psi_{Sinv} = 2\psi_B$). Dagegen wächst W für $\psi_{S0} > \psi_{Sinv}$ sehr viel langsamer mit wachsendem ψ_{S0} als es der Verarmungstheorie entspricht und W erreicht einen Sättigungswert $W_m \simeq \left(\frac{2\epsilon_S \epsilon_0 \psi_{Sinv}}{q N_A} \right)^{0.5}$ [26], daher gilt $\psi_{Sinv} \simeq U_c$, d. h. durch

Messung von U_c kann bei Vorliegen starker Inversion im Halbleiter diese Tatsache nur bestätigt, aber nicht der exakte Wert des Oberflächenpotentials bestimmt werden. $1/C^2$ als Funktion der angelegten Spannung U_a ergibt eine Gerade mit Abszissenabschnitt U_c und einer Steigung proportional zur Dotierstoffkonzentration N_A .

2.2.3 Herstellung und Eigenschaften des Plasma-Silizium-Nitrids

Das als Antireflexionsschicht verwendete Siliziumnitrid wird über eine chemische Dampfphasenreaktion mit Plasmaunterstützung gewonnen (PECVD = Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Die zur Reaktion von Silan und Ammoniak notwendige Energie wird elektrisch in einer Glimmentladung zugeführt. Der Druck in der dazu erforderlichen abpumpbaren Reaktionskammer liegt bei 0.5 – 1 Torr. Durch die Zuführung der Reaktionsenergie auf elektrischem Wege ist es möglich, die Substrattemperatur niedrig zu halten, denn MIS-Kontakte dürfen nicht über längere Zeit hohen Temperaturen ($> 400^\circ\text{C}$) ausgesetzt werden [27].

Im folgenden werde das in dieser Weise hergestellte Siliziumnitrid kurz mit Plasma-Si-Nitrid bezeichnet.

Plasma-Si-Nitrid besitzt die Eigenschaften, die für eine Verwendung als Dielektrikum für Inversionsschicht-Solarzellen gefordert werden:

- (1) Transparenz im Spektralbereich des Sonnenlichtes, merkliche Absorption tritt erst für Wellenlängen im UV-Bereich auf [29]
- (2) durch Einstellbarkeit des Brechungsindex zwischen 1.6 und 2.1 durch Zugabe von Sauerstoff hervorragende Eignung zur optischen Vergütung von Solarzellen [30]
- (3) Passivierung der Halbleiteroberfläche gegen Verunreinigungen [30]
- (4) örtlich fixierte positive Grenzflächenladungen, die eine hoch leitfähige Inversionsschicht influenzieren [28, 31, 18].

Ferner ist Plasma-Si-Nitrid kratzfest und schützt den Aluminiumkontakt vor Korrosion [31]. Bei Wahl geeigneter Abscheidebedingungen lassen sich mit Plasma-Si-Nitrid Dichten Q_N/q positiver Grenzflächen-

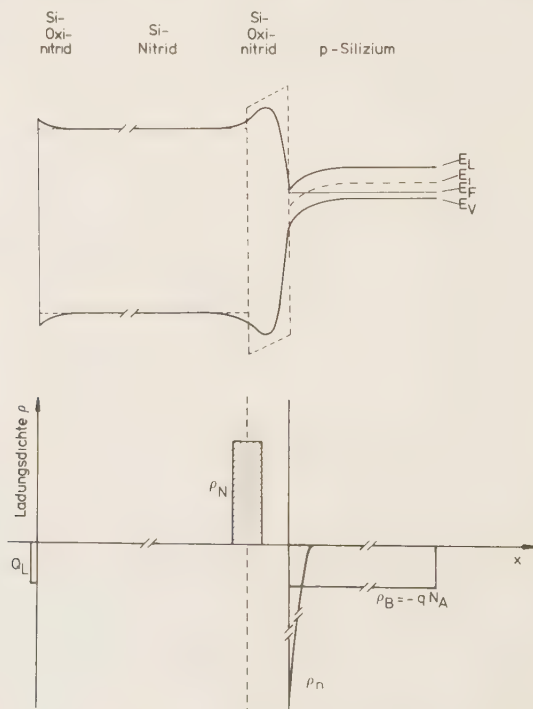


Abbildung 6 Bänderschema und Ladungsverteilung einer Si-Nitrid/Si-Oxinitrid/Si-Struktur (nach [31])

ladungen an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche erzielen, deren Werte zwischen $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ liegen. Im Halbleiter wird durch diese Ladungen eine Inversionsschicht mit anschließender Raumladungszone der Weite W influenziert. In Abbildung 6 ist die resultierende Ladungsverteilung schematisch dargestellt. ρ_N ist die Raumladungsdichte der positiven Grenzflächenladungen, ρ_n die Raumladungsdichte der Inversionsschichtelektronen und $\rho_B = qN_A$ die Raumladungsdichte der ionisierten Akzeptoren der Dichte N_A . Da die Ausdehnung in x -Richtung (Abbildung 6) der beiden ersten Ladungsverteilungen (mit Dichten ρ_N und ρ_n) sehr gering ist [34, 21], können sie als Flächenladungen der Flächenladungsdichten $Q_N (\hat{=} \rho_N)$ und $Q_n (\hat{=} \rho_n)$ behandelt werden. An der Luft/Si-Nitrid-Grenzfläche lagern sich in der Luft befindliche Ionen einer Dichte Q_L/q derart an, daß die Feldstärke des von den positiven Ladungen der Dichte Q_N hervorgerufenen elektrischen Feldes in der Luft auf null sinkt und sich schließlich folgende Ladungsneutralität einstellt:

$$Q_L + Q_N + Q_n - qN_A W = 0 \quad (18)$$

Aufgrund der geringen Entfernung (etwa 2 nm) der Ladungen der Dichte Q_N/q von der Si/Si-Oxid-Grenzfläche gegenüber einer Si-Nitridschichtdicke von ca. 70 nm sind die Ladungen der Dichte Q_L/q zu vernachlässigen.

2.2.4 Erklärung des Funktionsprinzips der MIS-Inversionsschicht-Solarzelle und Kenngrößen einer Solarzelle

An der gesamten Halbleiteroberfläche, sowohl unter den Metallfingern des Kontaktgitters, als auch zwischen den Metallfingern liegt eine Inversionsschicht negativer Ladungsträger (Elektronen) mit anschließender Raumladungszone vor. In dieser Raumladungszone herrscht ein elektrisches Feld, in dem Elektronen zur Vorderseite und Löcher in das Volumen des Halbleiters driften.

Generiert ein Photon einer Energie $E > 1.1 \text{ eV}$, das im Halbleitervolumen absorbiert wurde, ein Elektron-Loch-Paar, so kann dieses zur Raumladungszone diffundieren. Dort werden das Elektron und das Loch voneinander durch das eingebaute Feld getrennt (s. o.). Das Loch bewegt sich in das Volumen des Halbleiters, also ins p-Gebiet (vgl. Abbildung 2), während das Elektron an die Grenzfläche des

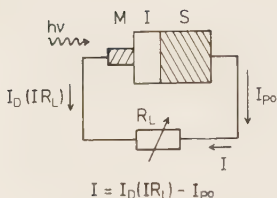


Abbildung 7

Schematische Darstellung einer beleuchteten MIS-Inversionsschicht-Solarzelle bei Anwesenheit eines Lastwiderstandes im äußeren Stromkreis

Halbleiters in den Bereich der Inversionsschicht driftet, die als n-Halbleiterbereich anzusehen ist. Über die hoch leitfähige Inversionsschicht unter dem Isolator gelangt das Elektron in die Inversionsschicht unter einem MIS-Kontaktfinger, durchtunnelt das Oxid und gelangt in das Metall; es fließt also ein Strom vom MIS-Kontaktmetall in den p-dotierten Halbleiter, der die gleiche Richtung hat wie der Sättigungssperrstrom des unbeleuchteten Metall/Isolator/p-Silizium-Kontaktsystems bei Anlegen einer Sperrspannung. Der durch Licht generierte Strom heiße I_{po} . Verbindet man Front- und Rückseitenkontakt, schließt also die Zelle kurz, so wird ein Strom I_K , der Kurzschlußstrom, fließen, der im Idealfall gleich I_{po} ist. Befindet sich ein Lastwiderstand R_L im äußeren Stromkreis (Abbildung 7), so fällt an diesem wegen des Photostromes eine Spannung U_a ab, die aufgrund ihrer Polarität als Flußspannung am MIS-Kontakt anliegt und einen dem Photostrom entgegengerichteten Strom $I_D(U_a)$ gemäß der Strom-Spannungs-Charakteristik der unbeleuchteten MIS-Diode bewirkt. Ist I der Strom im äußeren Kreis (Abbildung 7), so gilt $U_a = IR_L$ und

$$I = I_D(IR_L) - I_{po} \quad (19)$$

Abbildung 8 zeigt die allgemein gebräuchliche Darstellung der Hellkennlinie einer Solarzelle. Eingetragen sind ferner die zur Charakterisierung der elektrischen Solarzelleneigenschaften wichtigen Größen.

I_K ist der Kurzschlußstrom der Solarzelle, der höchstens gleich dem Photostrom I_{po} sein kann und der fließt, wenn der Lastwiderstand $R_L = 0 \Omega$ ist. Die Leerlaufspannung U_L dagegen erhält man für den Fall $R_L \rightarrow \infty$. I_m und U_m sind die Strom- und Spannungswerte, für die das Produkt IU , d. h. die an einen äußeren Verbraucher abgebbare Leistung, maximal wird.

Durch I_m und U_m ist das größte in die Hellkennlinie einbeschreibbare Rechteck gegeben (Abbildung 8).

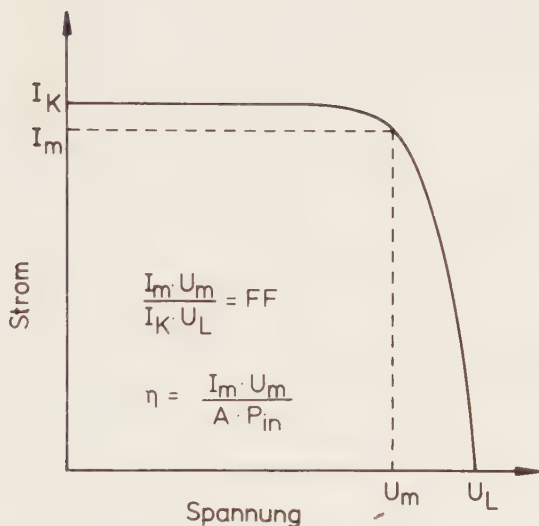


Abbildung 8 *Hellkennlinie einer Solarzelle mit den die elektrischen Eigenschaften der Solarzelle beschreibenden Kenngrößen*

Als Füllfaktor FF bezeichnet man das Verhältnis der Produkte $I_m U_m$ zu $I_K U_L$,

$$FF = \frac{I_m U_m}{I_K U_L} \quad (20)$$

Der Wirkungsgrad einer Solarzelle der Fläche A ist bei bekannter einfallender Lichtleistung P_{in} pro Flächeneinheit gegeben durch:

$$\eta = \frac{FF I_K U_L}{A P_{in}} \quad (21)$$

Die von der Sonne auf die Erde eingestrahelte Leistung beträgt im erdnahen Raum außerhalb der Atmosphäre 140 mW/cm^2 (AM0 = air mass 0).

Durchläuft die Sonnenstrahlung senkrecht zur Erdoberfläche die Atmosphäre einmal, so wird sie durch Absorption und Streuung geschwächt. Die am Äquator auf Meereshöhe bei klarem Himmel gemessene Leistung der senkrecht einfallenden Sonnenstrahlung beträgt 100 mW/cm^2 (AM1 = air mass 1).

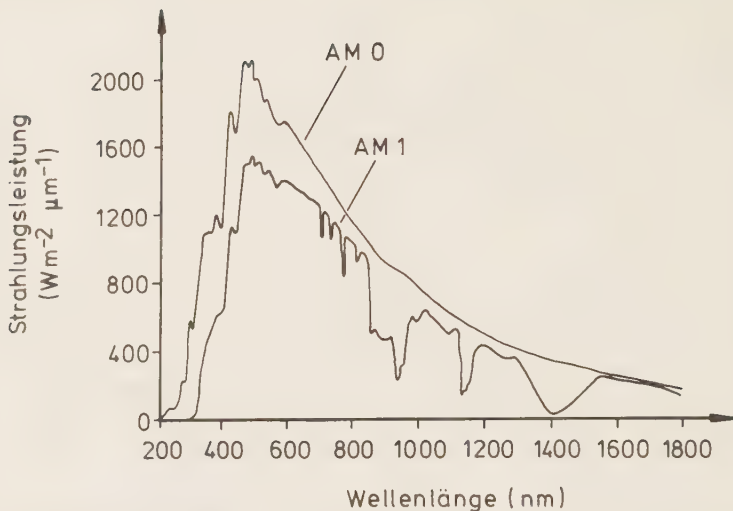


Abbildung 9 Spektrale Intensitätsverteilung des Sonnenlichtes unter AM0- und AM1-Verhältnissen (nach [32]).

Die spektralen Intensitätsverteilungen für beide Fälle sind in Abbildung 9 gezeigt.

2.3 Bestimmung von Grenzflächenzustandsdichten nach der quasistatischen Methode

Da Grenzflächenzustände an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche die Eigenschaften von Inversionsschicht-Solarzellen beeinflussen können, wird im folgenden eine Methode (die quasistatische Methode) zur Bestimmung ihrer Dichte erläutert.

Ein Grenzflächenzustand ist ein erlaubter Energiezustand im verbotenen Band des Halbleiters, der an der Grenzfläche zu der Luft oder einem Isolator örtlich fixiert ist. Sein Ladungszustand ist bestimmt durch seine energetische Lage E_{t_0} relativ zum Fermi-niveau E_F an der Grenzfläche. Die Besetzung eines Zustandes wird durch die Fermi-Dirac-Statistik geregelt. Er befindet sich i. a. im positiveren Ladungszustand, wenn er über dem Fermi-niveau liegt.

Im praktischen Fall werden Grenzflächenzustände an Halbleiter/Isolator-Grenzflächen untersucht. Eine typische Struktur für diesen Zweck ist ein Metall/100 nm Isolator/Halbleiter Kondensator (MIS-Struktur).

Durch Anlegen einer Spannung U am Metall wird eine Änderung des Oberflächenpotentials ψ_S an der Halbleitergrenzfläche bewirkt und die energetische Lage eines Grenzflächenzustandes relativ zu E_F geändert: $E_t(U) = E_{t_0} - q\psi_S(U)$, q Elementarladung; d. h. durch Anlegen einer äußeren Spannung kann der Grenzflächenzustand energetisch über bzw. unter das Fermi-niveau gebracht und umgeladen werden [33].

Ein Grenzflächenzustand ist verbunden mit einer elementaren Kapazität, die unstetig von der angelegten Spannung abhängt.

Es bezeichne $Q_{IT}(U)$ die Ladungsdichte der Grenzflächenzustände bei äußerer Spannung U . Bei Änderung von U tritt eine Änderung in den Ladungsverhältnissen der Zustände, d. h. wie schon ausgeführt eine Kapazitätsänderung des Kondensators, ein.

$$C_{IT}(U) = \frac{dQ_{IT}(U)}{dU} \quad (22)$$

ist die mit den Grenzflächenzuständen verbundene differentielle Kapazität pro Flächeneinheit.

Es gilt

$$\frac{1}{q} C_{IT}(U) dU = \frac{d(1/q Q_{IT}(U))}{dU} dU = d\left(\frac{1}{q} Q_{IT}(U)\right) \quad (23)$$

d. h. $\frac{1}{q} C_{IT}(U) dU$ ist die Dichte der Grenzflächenzustände im Intervall dU und $\frac{1}{q} C_{IT}(U)$ die Dichte der Grenzflächenzustände pro Spannungsintervall.

Also:

$$q D_{IT} = C_{IT} \quad (24)$$

Das Prinzip der quasistatischen Methode besteht darin, die Abhängigkeit der Kapazität der Grenzflächenzustände von der angelegten Spannung zu bestimmen, indem einmal die Gesamtkapazität C_{LF} des Kondensators bei einer so niedrigen Frequenz gemessen wird ($< 1\text{Hz}$), daß ein vollständiges Umladen der Zustände erfolgen kann, d. h. daß der Halbleiter sich stets im thermischen Gleichgewicht befindet, und zum anderen die Gesamtkapazität C_{HF} der gleichen Anordnung bei einer typischen Frequenz von 1MHz gemessen wird, so daß sich die Zustände nicht umladen können und somit nicht zur gemessenen Kapazität

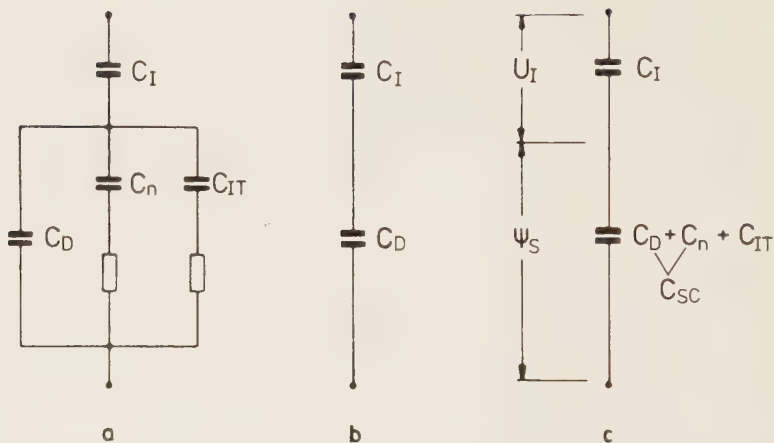


Abbildung 10 Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer MIS-Struktur (a). Die Schaltbilder (b) und (c) stellen weitere Vereinfachungen dar, die im Fall einer hohen bzw. niedrigen Frequenz gültig sind. C_D ist die Kapazität der Raumladungszone, C_I die Kapazität des Isolators, C_n bezeichnet die mit der Inversionsladung verbundene Kapazität und C_{IT} ist die Kapazität der Grenzflächenzustände (nach [33]).

beitragen. Zur Messung der Gesamtkapazität des Kondensators bei niedriger Frequenz wird am Kondensator eine Spannungsrampe mit langsam, linear steigender Spannung angeschlossen und der Verschiebungsstrom gemessen. Der Verschiebungsstrom i ist proportional zur differentiellen Kapazität bei der angelegten Spannung U :

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = C_{LF}(U) \frac{dU}{dt} \quad (25)$$

wobei $\frac{dU}{dt}$ ein konstanter Faktor ist und damit der Verschiebungsstrom direkt proportional zur Gesamtkapazität $C_{LF}(U)$ des Kondensators bei niedriger Meßfrequenz ist. Mit dem in Abbildung 10 gezeigten Ersatzschaltbild gilt nach [33]:

$$D_{IT} = -\frac{C_I}{q} \left(\frac{C_{LF}/C_I}{1 - C_{LF}/C_I} - \frac{C_{SC}}{C_I} \right) \quad (26)$$

Die in Gleichung (26) auftretenden Kapazitäten sind z. T. in Abbildung 10 erläutert. Im Verarmungs- und Akkumulationsbereich, in denen Generation der Minoritätsladungsträger vernachlässigt werden kann [33], gilt $C_n \simeq 0$, $C_{SC} \simeq C_D$ und folglich

$$\frac{1}{C_{HF}} = \frac{1}{C_I} + \frac{1}{C_D} \quad (27)$$

Mit dieser Beziehung kann in Gleichung (26) C_{SC} substituiert werden, so daß gilt:

$$D_{IT} = \frac{C_I}{A} \left(\frac{C_{LF}/C_I}{1 - C_{LF}/C_I} - \frac{C_{HF}/C_I}{1 - C_{HF}/C_I} \right) \quad (28)$$

Gleichung (28) kann benützt werden, um die Grenzflächenzustandsdichte als Funktion der angelegten Spannung U oder des Oberflächenpotentials ψ_S zu erhalten. Die Abhängigkeit des Oberflächenpotentials von der angelegten Spannung ergibt sich aus der Verteilung des differentiellen Spannungsabfalles über die Kondensatoren in Abbildung 10: $dU = dU_I + d\psi_S$, dabei ist $dU_I = \frac{dQ}{C_I}$

$$dU = \frac{dQ}{C_I} + d\psi_S \quad (29)$$

Mit der Definition der Niederfrequenzkapazität $C_{LF} = \frac{dQ}{dU}$ erhält man folgende Beziehung für das Oberflächenpotential:

$$\psi_S = \int (1 - C_{LF}/C_I) dU + \Delta = \psi_S^* + \Delta \quad (30)$$

mit einer nicht bekannten additiven Konstante Δ .

Nach [33] gilt für die Kapazität der Verarmungsschicht in guter Näherung:

$$C_{SC}^{-2} = \frac{2}{q\epsilon_S\epsilon_0 N_A} \left(\psi_S - \frac{kT}{q} \right) \quad (31)$$

Da $\frac{1}{C_{SC}} = \frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_I}$ ist (Abbildung 10b), folgt durch Einsetzen dieses Zusammenhanges in Gleichung (31) unter Berücksichtigung von Gleichung (30)

$$(C_I/C_{HF} - 1)^2 = \frac{2C_I^2}{q\epsilon_S\epsilon_0 N_A} \left(\psi_S^* + \Delta - \frac{kT}{q} \right) \quad (32)$$

Sofern im Halbleiter Verarmung vorliegt, hängt $(C_I/C_{HF} - 1)^2$ linear von ψ_S^* ab und Δ ist als Abszissenabschnitt zu erhalten.

3 Experimentelles

Bevor auf den Fertigungsprozeß der Solarzellen, Transistoren und Kondensatoren eingegangen wird, soll die Herstellung des in einer chemischen Dampfphasenreaktion (CVD = Chemical Vapor Deposition) bei Niederdruck (LP = Low Pressure) abgeschiedenen Siliziums, das fortan als LPCVD-Si bezeichnet wird, beschrieben werden.

3.1 Herstellung des LPCVD-Siliziums durch einen Niederdruck CVD (LPCVD) Prozeß

3.1.1 Beschreibung der Anlage zur Herstellung des LPCVD-Siliziums

Für das Abscheiden der LPCVD-Si-Schichten diente ein umgebauter Kaltwand-Epitaxireaktor vom Typ Epilogic 6 – 2 der Firma ASM. Abbildung 11 zeigt einen schematischen Querschnitt des Reaktors.

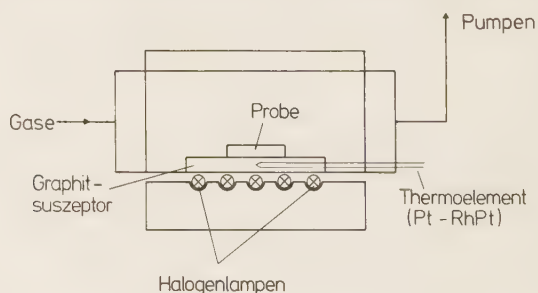


Abbildung 11 Schematischer Querschnitt des zur Abscheidung des LPCVD-Siliziums verwendeten Reaktors.

Der Reaktionsraum besteht aus einem Quarzrohr von 70 mm Durchmesser, in ihm befindet sich ein Quarzsuszeptor, der durch eine pneumatisch betätigte Verschlußklappe ein- und ausgefahren werden kann. Auf dem Quarzsuszeptor ruht ein mit Siliziumkarbid beschichteter Graphitsuszeptor, der zur Aufnahme der Substratproben dient. Der Graphitsuszeptor kann mit Hilfe von Halogenlampen auf Temperaturen

bis zu 1150 °C geheizt werden. Die Messung der Temperatur zur Regelung der Heizung erfolgt über ein Mantelthermoelement (10%PtRh/Pt), das in eine Bohrung des Graphitsuszeptors hineinragt, so daß die Temperatur des Suszeptors in guter Näherung gleich der Substrattemperatur gesetzt werden kann.

Zur Evakuierung der Anlage und zum Durchpumpen der Reaktionsgase dienten eine Wälzkolbenpumpe der Firma Alcatel Typ MIV 350 (Gasdurchsatz $350 \text{ m}^3 \text{h}^{-1}$) und eine mechanische Vorpumpe der Firma Alcatel Typ T 2030 C, in Serie angeordnet, um einen Arbeitsdruck von 1,5 bis 4 mbar zu ermöglichen. Die Flußraten der verwendeten Gase, Argon, Wasserstoff, Silan und Diboran, werden in einer Gasversorgung, bestehend aus Durchflußmessern mit Schwebekörpern und Nadelventil, vorgegeben.

3.1.2 Beschreibung des Herstellungsprozesses der LPCVD-Si-Schichten

Als Substratmaterialien zur Abscheidung von LPCVD-Si-Schichten dienten (100) orientierte, bordotierte Siliziumscheiben (Dicke 400 μm) eines spezifischen Widerstandes kleiner $10^{-3} \Omega\text{cm}$ als auch mit einer 100 nm bis 200 nm dicken CVD Siliziumnitridschicht als Isolator versehene einkristalline Siliziumscheiben. Die Substratmaterialien wurden vor der Beschichtung einem Standard-Reinigungsprozeß unterworfen (Abschnitt 3.3.2) und Substrate beiderlei Typs parallel beschichtet.

Unter Argon als Schutzgas wurden die Proben auf den kalten Graphitsuszeptor gelegt und in die Anlage eingefahren. Nach Schließen der Verschlussklappe stand der Reaktionsraum 5 min unter Argon-Überdruck von 0.3 bar, um eine Desorption von eventuell eingedrungenem Sauerstoffgasmolekülen von den Wänden des Reaktionsraumes und der Pumpleitungen zu erreichen. Anschließend erfolgte eine Evakuierung der Anlage auf einen Druck von $4 \cdot 10^{-2}$ mbar. Daran schloß sich der Aufbau eines Überdruckes von 0.3 bar mit Wasserstoff an. Wiederum nach 5 min wurde eine erneute Evakuierung auf den gleichen Druckwert wie oben durchgeführt. Nach Erreichen von Atmosphärendruck durch Einleiten von Wasserstoff erfolgte ein Aufheizen des Substrats unter Wasserstofffluß auf 1150 °C, um das auf dem Siliziumsubstrat vorhandene natürliche Siliziumoxid zu reduzieren. Nach 15 Minuten (bei 1150 °C) wurde die Temperatur auf 750 °C abgesenkt, die Wasserstoffzufuhr vermindert, der Reaktionsraum

evakuiert und die Gase Silan (2% Silan in Ar) und Diboran (1000 ppm Diboran in Ar) in einem geeigneten Mischungsverhältnis zugegeben. Das Verhältnis Diboran/Silan wurde dabei über den Bereich 10^{-5} bis 10^{-2} variiert. Der am häufigsten verwendete Abscheidedruck von 4 mbar wurde durch Zugabe von Wasserstoff zu den beiden obigen Reaktionsgasen eingestellt. Der Druck 1.5 mbar war bei der verwendeten Silandurchflußrate (der Partialdruck des Diboran/Argon Gemisches ist vernachlässigbar) gleich dem Partialdruck des Silan/Argon Gemisches.

Nach Ablauf der Abscheidezeit umströmte während des Abkühlvorganges nur Wasserstoffgas die Proben, das dann durch Argon ersetzt wurde. Die Abscheidezeiten lagen zwischen 10 und 30 min, die erreichten Schichtdicken zwischen 1 und 6 μm .

3.2 Verfahren zur Herstellung der Meßproben und Querschnitte durch die einzelnen Bauelemente

3.2.1 Verfahren zur Herstellung der Proben aus LPCVD-Si zur Messung der Schichtdicke des abgeschiedenen Siliziums, der Beweglichkeit nach Van der Pauw sowie des Ohmschen Übergangswiderstandes zwischen Substrat und LPCVD-Si-Schicht

Zur Messung der Schichtdicke des LPCVD-Siliziums und der Beweglichkeit nach Van der Pauw wurden die auf mit Isolator versehenen Substrate abgeschiedenen, feinkörnigen polykristallinen Siliziumproben verwendet, indem der überwiegende Teil der LPCVD-Si-Oberfläche in Form eines Quadrates mit heiß aufgebrachtem Kerzenwachs abgedeckt wurde und der nicht bedeckte Teil der Probe in einer Ätze aus 6 Teilen HNO_3 und 1 Teil HF soweit geätzt wurde, bis die Siliziumnitridschicht freigelegt war. Die Höhe der durch die Ätzung definierten Stufe wurde nach dem Entfernen des Wachses in heißem Trichloräthylen mit einem Taster Typ Talystep der Firma Taylor Hobson gemessen. Durch eine Lochmaske wurden 4 Aluminiumpunkte in den Ecken der nach der Ätzung in Form eines Quadrates verbliebenen LPCVD-Si-Schicht durch Aufdampfen definiert und durch Tempern bei 525 °C unter Stickstoff als Ohmsche Kontakte formiert. Zur Messung des Übergangswiderstandes wurden Proben in folgender Weise gefertigt: LPCVD-Silizium wurde auf einkristallinem Substratmaterial abgeschieden. Die

Rückseite der Probe wurde vollflächig, die Vorderseite definiert mit kreisförmigen Aluminiumkontakten (Fläche 0.0192 cm^2) bedampft. Daran schloß sich ein Temperschritt bei 525°C unter Stickstoff an.

3.2.2 Querschnitte durch die untersuchten Bauelemente

In diesem Abschnitt werden die Querschnitte der einzelnen untersuchten Bauelemente gezeigt. Die zu ihrer Herstellung notwendigen Prozessschritte werden in den folgenden Abschnitten dargestellt.

Abbildung 12a zeigt einen schematischen Querschnitt einer MIS-IL-Solarzelle auf dem selbst hergestellten, feinkörnigen polykristallinen LPCVD-Silizium. Der Abstand zwischen den einzelnen Stegen des Metallgitters beträgt $30 \mu\text{m}$, die Stegbreite $8 \mu\text{m}$. In Abbildung 12b ist der schematische Querschnitt einer Zelle gleicher Bauart, die auf grobkörnigem Wacker Silso Material gefertigt ist, dargestellt. Der Stegabstand beträgt hier $100 \mu\text{m}$, die Stegbreite $10 \mu\text{m}$ (bei den später vorgestellten Solarzellen kann die Stegbreite wegen Unterätzung unter $10 \mu\text{m}$ liegen). Abbildung 12c zeigt den schematischen Querschnitt der zur Bestimmung der effektiven Beweglichkeit der Elektronen in der Inversionsschicht (Abschnitt 3.4.10) verwendeten MIS-Feldeffekttransistoren auf einkristallinem Silizium. Die Kanallänge beträgt

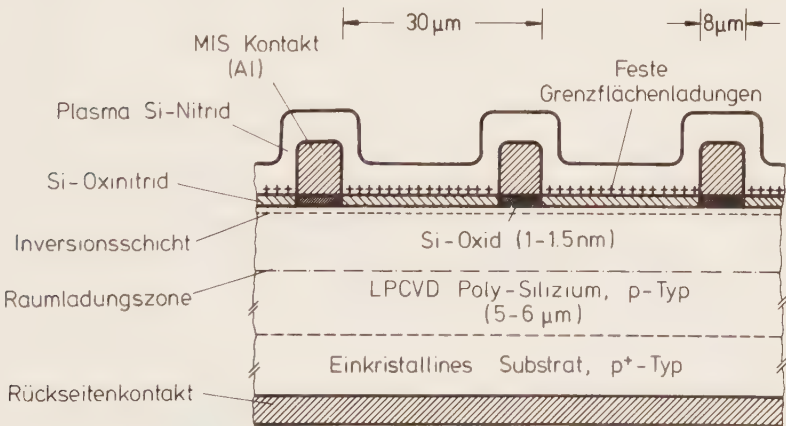


Abbildung 12a Schematischer Querschnitt einer MIS-IL-Solarzelle auf LPCVD-Silizium

2404 μm , die Kanalbreite beträgt 487 μm . Abbildung 12d zeigt schließlich den schematischen Querschnitt eines MNOS-Kondensators (MNOS = Metal-Nitrid-Oxide-Semiconductor) auf einem Siliziumsubstrat, das fein- oder grobkörnig polykristallin oder einkristallin sein kann. Die Fläche des Metallkontaktes beträgt 0.00207 cm^2 .

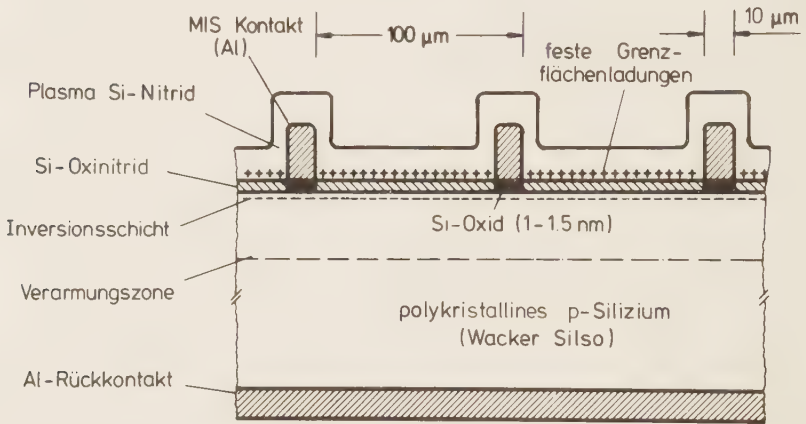


Abbildung 12b Schematischer Querschnitt einer MIS-IL-Solarzelle auf Wacker Silso

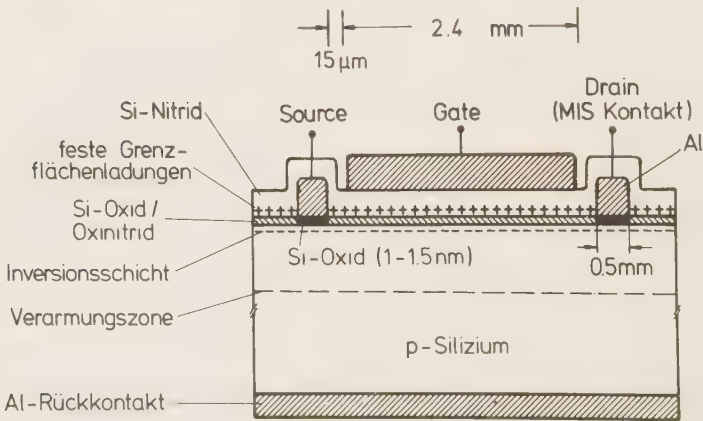


Abbildung 12c Schematischer Querschnitt eines MIS-Feldeffekttransistors auf einkristallinem Silizium

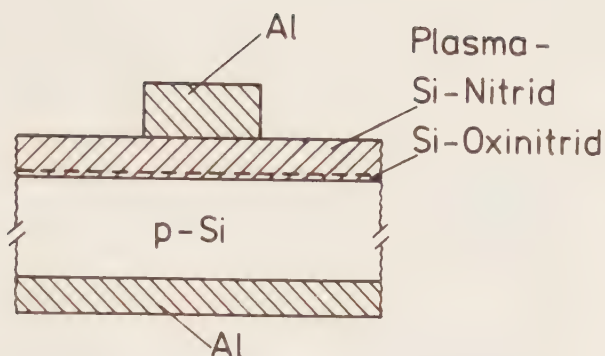


Abbildung 12d Schematischer Querschnitt eines MNOS-Kondensators auf Siliziumsubstrat

3.2.3 Herstellungsschritte für MIS-IL-Solarzellen auf LPCVD-Silizium und Wacker Silso, der Feldeffekttransistoren mit MIS-Kontakten und der MNOS-Kondensatoren

Bevor die einzelnen Herstellungsschritte der Bauelemente mit Plasma-Siliziumnitrid als Dielektrikum im Detail beschrieben werden, sollen diese Schritte in Abbildung 13 vorgestellt werden. Dabei ist das jeweilige Siliziumsubstrat, ob aus LPCVD-Si, grobkörnigem polykristallinen (Wacker Silso) oder einkristallinem Silizium kurz als p-Silizium bezeichnet.

Wie in Abbildung 13 gezeigt, wurde nach Reinigung der p-dotierten Siliziumscheiben zur Herstellung von MIS-Inversionsschicht-Solarzellen und Feldeffekttransistoren der Rückseitenkontakt aufgedampft. Ein anschließendes Tempern des Kontaktes bei 520 °C in einem widerstandsbeheizten Ofen mit Quarzrohr unter N_2/O_2 Atmosphäre führte zum gleichzeitigen Aufwachsen einer 1–2 nm dicken Siliziumoxidschicht auf der Vorderseite, die die Isolatorschicht für den MIS-Kontakt bildet. Als nächstes wurde der Vorderseitenkontakt ganzflächig aufgedampft und durch Photolithographie die Kontaktstruktur (Solarzellengitter bzw. Drain-Source-Kontakte des Feldeffekttransistors) definiert. Mit einer Schicht aus Plasma-Siliziumnitrid wurde die gesamte Vorderseite überdeckt. Der Herstellungsprozeß für die MIS-Solarzelle war mit diesem Schritt beendet. Zur Herstellung von Transistoren wurde noch einmal die mit Plasma-Si-Nitrid bedeckte Vorderseite ganz-

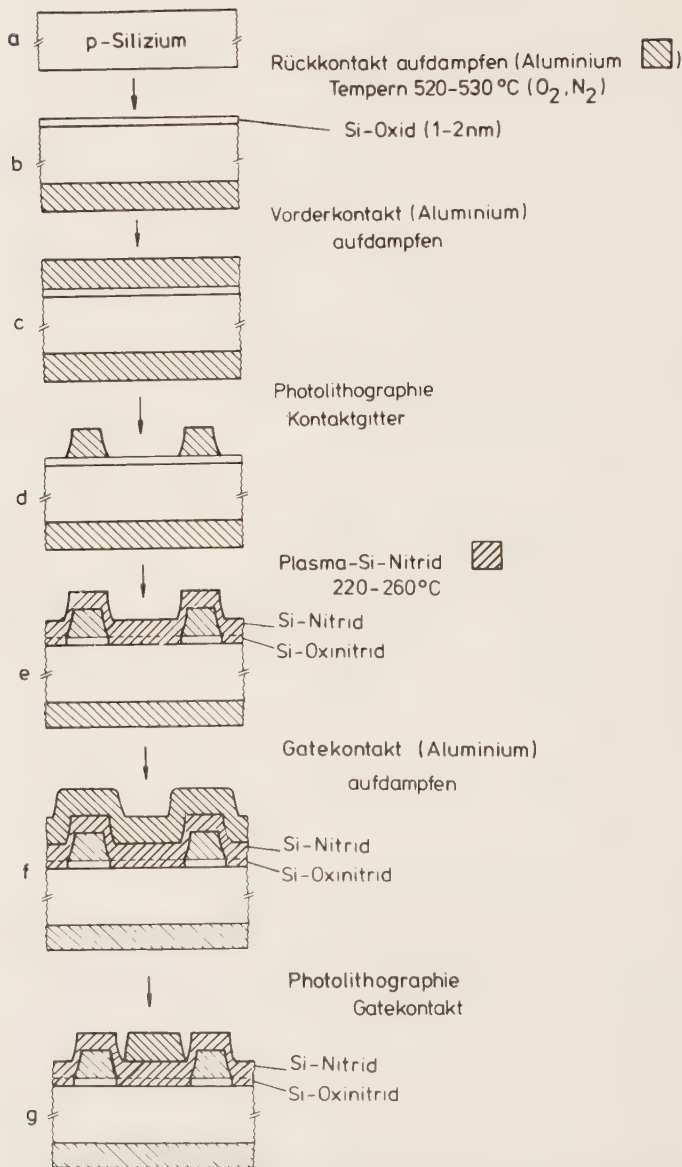


Abbildung 13 Die einzelnen Prozeßschritte zur Herstellung von MIS-II-Solarzellen (a bis e) und MIS-Feldeffekttransistoren (a bis g)

flächig mit Aluminium bedampft und zwischen den Drain- und Sourcekontakten die Gateelektroden photolithographisch definiert, was eine exakte Justierung der Gatemaske erforderte. Zur Herstellung der Metall/Si-Nitrid/Si-Oxid/Halbleiter-Kondensatoren wurden die gereinigten Siliziumscheiben zuerst mit Plasma-Si-Nitrid beschichtet, anschließend die Rückseite der Proben mit Aluminium bedampft (ohne daran anschließende Temperung) und schließlich auf der Vorderseite kreisförmige Aluminiumkontaktflächen unter Verwendung einer Lochmaske aufgedampft.

3.3 Beschreibung der einzelnen Herstellungsschritte

3.3.1 Grundmaterialien für MIS-Inversionsschicht-Solarzellen, MIS-Feldeffekttransistoren und MNOS-Kondensatoren

Als Substratmaterial für die MIS-Inversionsschicht-Solarzellen wurden Bor-dotiertes, feinkörniges nach Abschnitt 3.1 abgeschiedenes, polykristallines LPCD-Silizium eines spezifischen Widerstandes von ungefähr $\rho = 2 \Omega\text{cm}$ und grobkörniges polykristallines p-dotiertes Siliziummaterial (Wacker Silso) eines spezifischen Widerstandes $0.7 \Omega\text{cm} < \rho < 10 \Omega\text{cm}$ der Firma Wacker, Burghausen, verwendet. Die Silso-Substrate lagen in gesägtem Zustand vor und waren $400 \mu\text{m}$ dick.

Als Substratmaterial für Feldeffekttransistoren und MNOS-Kondensatoren, mit deren Hilfe die Degradationserscheinungen an MIS-Solarzellen mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid untersucht wurden, wurde einkristallines, p-dotiertes (100) Silizium eines spezifischen Widerstandes von $1.5 - 2.5 \Omega\text{cm}$ verwendet. Diese Siliziumscheiben waren auf der einen Seite geläppt, auf der anderen geläppt und poliert. In Unterkapitel 4.3 wird die Wahl einkristalliner Siliziummaterialien für Feldeffekttransistoren und MNOS-Kondensatoren zur Aufklärung der Degradationsmechanismen der Solarzellen begründet.

3.3.2 Vorbehandlung und Reinigung der Proben

Da das Silso Material in gesägtem Zustand vorlag, mußte eine durch das Sägen zerstörte Oberflächenschicht einer Dicke von etwa $50 \mu\text{m}$ abgetragen werden. Zu diesem Zweck wurden die Proben 5 min in einer Politurätze der Zusammensetzung $1 \text{ HF} : 6 \text{ HNO}_3$ in eiswassergekühlter Säure geätzt [34]. Dickenmessungen an den nach dem Ätzen spiegel-

blanken Proben, bei denen im Gegensatz zu [18] die Korngrenzen mit bloßen Auge kaum zu erkennen waren, ergaben eine Schichtdicke von etwa 300 μm .

Der anschließend beschriebene Reinigungsprozeß ist für alle drei verwendeten Substratmaterialien nach Durchführung des obigen Ätzprozesses am Wacker Silso Material der gleiche; daher wird nur die Bezeichnung Silizium verwendet werden.

Die Siliziumproben wurden zunächst in Trichloräthylen und Aceton gekocht. Anschließend wurden sie in 10%iger Flußsäure geätzt, deren Konzentration nach einer Ätzdauer von 20 s durch Zugabe von bidestilliertem Wasser auf etwa 2 – 3% vermindert wurde. Durch diesen Schritt wurde das auf dem Silizium vorhandene natürliche Oxid entfernt und eine konstante Ausgangsdicke des Oxids eingestellt [18].

Danach erfolgte eine Peroxidreinigung mit folgenden Reinigungsschritten:

- 1) Ätzen in einem Gemisch aus NH_4OH , H_2O_2 und H_2O bei 80°C für 20 min.
- 2) Spülen mit bidestilliertem Wasser.
- 3) Ätzen in einem Gemisch aus HCl , H_2O_2 und H_2O bei 80°C für 20 min.
- 4) Spülen mit bidestilliertem Wasser.

Nach der Reinigung und zwischen allen Prozeßschritten wurden die Siliziumscheiben in Aceton aufbewahrt.

3.3.3 Aufdampfen des Rückseitenkontaktes

Nach der Reinigung wurden die Proben zur Bedampfung der Rückseite in den Rezipienten einer Aufdampfanlage eingebaut, der mit einer wassergekühlten Diffusionspumpe und einer Drehschieberpumpe auf einen Druck von 10^{-5} mbar evakuiert wurde. Durch eine elektrische Heizung wurden die Substrate für 10 min auf 100°C aufgeheizt, um Oberflächenadsorbate zu entfernen.

Aus einem thermisch beheizten Wolframschiffchen wurde Aluminium der Reinheit 99,99% verdampft, wobei die Verdampfungsrate über die Frequenzänderung eines parallel bedampften Schwingquarzes gemessen

und über den Verdampferstrom per Handregelung in gewissem Maße konstant gehalten werden konnte. Nach Erreichen einer Schichtdicke von 1 – 2 μm wurde die Blende zwischen Verdampfungsquelle und Substrat geschlossen. Die Schichtdickenmessung des Aluminiumfilms erfolgte mit dem bereits erwähnten Taster Talystep.

3.3.4 Tempern und Dünnoxidpräparation

Nach dem Aufdampfen des ganzflächigen Rückseitenkontaktes wurde dieser in einem widerstandsbeheizten Einzonenofen mit Quarzrohr bei 525 °C formiert. Als Atmosphäre wurde ein Gemisch aus Sauerstoff (Reinheit 99.8%) und Stickstoff (Reinheit 99.99%) verwendet. Die Temperzeit betrug 10 min, die Ein- und Ausfahrzeit aus dem Quarzrohr betrugen jeweils 4 min. Damit war es möglich mit dem Tempern des Rückseitenkontaktes zur Erzeugung eines Ohmschen Kontaktes das Dünnoxid aufwachsen zu lassen, das für den MIS Kontakt benötigt wird.

Die erhaltene Schichtdicke wurde mit einem Laserellipsometer bei 632.8 nm nach dem in [18] beschriebenen Verfahren zu 1.2 bis 1.3 nm bestimmt.

3.3.5 Aufdampfen des Vorderseitenkontaktes

Die Vorderseite wurde wie die Rückseite ganzflächig mit Aluminium bedampft, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Die Definition des Kontaktgitters bei den Solarzellen und Transistorstrukturen erfolgte auf photolithographischem Wege.

3.3.6 Photolithographie

Die beidseitig mit Aluminium bedampften Siliziumproben wurden beidseitig mit dem Positiv-Photolack AZ 1350 H der Firma Shipley belackt und bei 110 °C 15 min getrocknet. Anschließend wurde die Vorderseite durch die gewünschte Maske im Kontaktverfahren belichtet. Nach dem Entwickeln härtete der Lack für 15 min bei 110 °C aus. Danach wurde aus dem Aluminium der Vorderseite die gewünschte Kontaktstruktur in einer Ätze der Zusammensetzung 80 Vol% H_3PO_4 , 16 Vol% CH_3COOH und 4 Vol% HNO_3 bei einer Temperatur von 90 °C herausgeätzt. Anschließend wurde der verbliebene Photolack durch Kochen in Aceton entfernt.

3.3.7 Beschichtung mit Plasma-Siliziumnitrid

Abbildung 14 zeigt einen schematischen Querschnitt des zur Abscheidung von Plasma-Si-Nitrid verwendeten modifizierten Plasmareaktors Typ Planar Etch II der Firma Technics West. Eine umfangreiche Beschreibung der Anlage ist in [18] gegeben.

Als Reaktionsgase wurden 2% Silan in Argon und 100% Ammoniak verwendet; ihre Flußraten wurden in einer externen Gasversorgung mittels Durchflußmessern mit Schwebekörpern einjustiert. Das Verhältnis der Durchflußraten Silan zu Ammoniak lag bei 1 : 25. Als Substrattemperatur wurden 220 °C oder 260 °C gewählt, die jeweils verwendete Temperatur wird bei den Proben angegeben. Der Abscheidedruck lag bei 1.2 – 1.5 mbar. Die Leistung des Hochfrequenzsenders (30 kHz), die kapazitiv in das Plasma eingekoppelt wird, wurde zu 6 Watt gewählt. Eine Beschichtung lief nach folgendem Verfahren ab:

- 1) Kochen der Scheiben in Aceton und Einlegen auf die heiße Substratplatte nach Trockenblasen mit Stickstoff
- 2) Evakuieren der Anlage auf 0.2 mbar
- 3) Zugabe der Reaktionsgase, Einstellen des Arbeitsdruckes über ein Drosselventil zu den Pumpen hin, Zünden des Plasma
- 4) Nach Ablauf der Abscheidezeit Stoppen der Entladung, Abschalten der Gase, Belüftung des Reaktors.

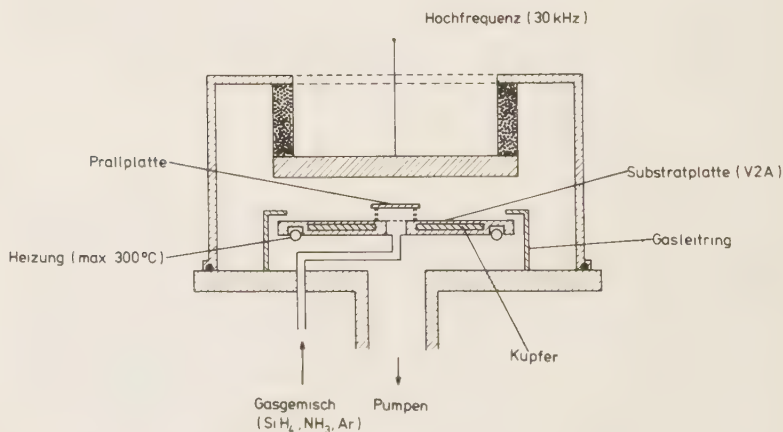


Abbildung 14 Schematischer Querschnitt des zur Abscheidung der Plasma-Si-Nitridschichten verwendeten Reaktors

3.3.8 Weitergehende Schritte zur Herstellung der Feldeffekttransistoren

Mit Aufbringen der Plasma-Si-Nitridschicht ist der Herstellungsprozeß der MIS-IL-Solarzelle abgeschlossen. Dagegen folgt beim Prozeß zur Herstellung von Feldeffekttransistoren ein weiterer Aufdampfschritt, bei dem die mit Plasma-Si-Nitrid bedeckte Vorderseite, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, ganzflächig mit einer Aluminiumschicht bedampft wird. Auf photolithographischem Wege wird schließlich der noch fehlende Gatekontakt aus der ganzflächig aufgetragenen Aluminiumschicht herausgeätzt, wie in Abschnitt 3.3.6 erläutert.

3.4 Meßmethoden

In diesem Unterkapitel wird die experimentelle Durchführung der einzelnen Messungen behandelt und die zur Auswertung nötigen formelmäßigen Zusammenhänge dargestellt.

3.4.1 Messung des spezifischen Widerstandes nach der Vierspitzenmethode

Nach der Vierspitzenmethode [21] wurde der spezifische Widerstand ρ der nach dem LPCVD-Verfahren abgeschiedenen LPCVD-Siliziumschichten untersucht. Dazu wurden die Proben verwendet, die auf mit CVD-Siliziumnitrid isolierten, einkristallinen Substraten abgeschieden wurden. Nach der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Vorgehensweise wurde die Dicke d der LPCVD-Si-Schichten gemessen. Über die beiden äußeren der vier Spitzen wurde ein Strom I eingeprägt, über die beiden inneren der vier Spitzen der Spannungsabfall U gemessen. Da die Dicke d der Proben viel kleiner als der Abstand D zweier benachbarter Spitzen war ($d < 0.1 \text{ mm}$, $D = 0.8 \text{ mm}$), gilt nach [21]:

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{U}{I} d \simeq 4.54 \frac{U}{I} d \quad (33)$$

Als Stromquelle diente ein Gossen-Konstanter, als Voltmeter ein Keithley Digitalmultimeter 177; die Messung des Stromes erfolgte mit einem Digital Elektrometer Typ Keithley 616.

3.4.2 Messung der Hallbeweglichkeit und der Ladungsträgerkonzentration nach Van der Pauw

Die Messung der Hallbeweglichkeit und der Konzentration der Majoritätsladungsträger (Löcher) wurde an Proben, deren Herstellung in Abschnitt 3.2.1 beschrieben ist, bei Raumtemperatur 300 K durchgeführt. Der jeweils über zwei Kontakte eingeprägte Strom I wurde von einer Keithley Hochkonstantstromquelle geliefert und lag im Bereich $1 \text{ -- } 1000 \text{ } \mu\text{A}$. Durch ein Keithley Elektrometer 610 C wurde der von der Stromquelle gelieferte Strom überprüft. Den Spannungsabfall über den beiden verbleibenden Kontakten zeigte ein Keithley Elektrometer 616 an, das wegen seines hohen Innenwiderstandes eine exakte Spannungsmessung erlaubte.

Da es sich bei dieser Messung um eine Standardmessung handelt, wird hier auf eine Angabe des formelmäßigen Zusammenhanges zwischen Beweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration und den Meßgrößen verzichtet und auf die entsprechende Literatur [35] verwiesen. Abbildung 15 zeigt ein Blockschaltbild des Meßaufbaus.

Bemerkung: Die nach dem Verfahren von Van der Pauw in feinkörnigem polykristallinem LPCVD-Silizium gemessene Hall-Beweglichkeit μ stellt eine effektive Beweglichkeit dar. Eine physikalisch sinnvolle Interpretation der Beweglichkeit hinsichtlich Stoßzeit τ gemäß $\mu = e\tau/m^*$, e = Elementarladung und m^* = effektive Masse der Ladungsträger, braucht nicht gegeben zu sein.

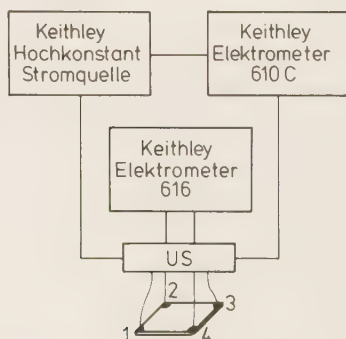


Abbildung 15 Blockschaltbild zur Messung der Beweglichkeit nach Van der Pauw.

3.4.3 Messung der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und der Photoleitfähigkeit von LPCVD-Silizium

Abbildung 16 zeigt ein Schema des Meßaufbaus zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und der Photoleitfähigkeit an Proben aus LPCVD-Silizium, sowie Aufsicht und Querschnitt einer typischen Meßprobe. Als Ausgangsmaterial für diese Messungen wurden LPCVD-Siliziumschichten, die elektrisch isoliert auf ein Substrat aufgewachsen waren, herangezogen. Die Proben wurden durch Brechen des Substrats rechteckig zugeschnitten und mit Ohmschen Aluminiumkontakten versehen, wie in Abbildung 16 nebst Maßen angeführt. Vor dem Bedampfen mit Al wurde nach der Vierspitzenmethode bei Raumtemperatur der spezifische Widerstand ρ_0 des Materials durch Mittelung mehrerer an verschiedenen Orten der Probe vorgenommener Messungen erfaßt.

Da die Temperatur zur Formierung des Ohmschen Kontaktes (525 °C) deutlich unter der Herstellungstemperatur des LPCVD-Siliziums liegt, ist eine Veränderung des Materials nicht zu befürchten.

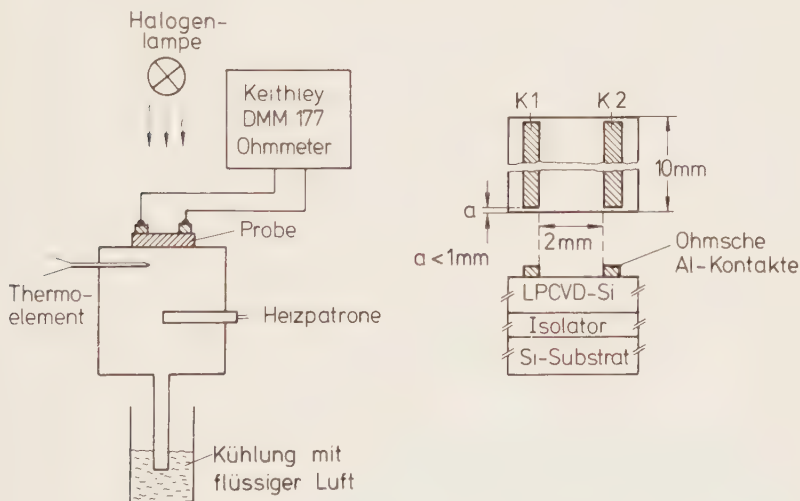


Abbildung 16 Schema des Meßaufbaus zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und der Photoleitfähigkeit, sowie Aufsicht und Querschnitt einer typischen Meßprobe

Die Probe befindet sich auf einem Kupferblock, der sowohl geheizt als auch gekühlt werden kann; ein elektronisches Regelsystem gewährleistet konstante Temperatur im Bereich 200 K bis 500 K. Die Probe kann zur Messung der Leitfähigkeit vor Lichteinfall geschützt werden.

Der bei Raumtemperatur über die beiden Al-Kontaktstege (Abbildung 16) gemessene Widerstand R_0 wird mit $\rho_0 = \frac{1}{\sigma_0}$ identifiziert, d. h. ist $R_1(T)$ der Widerstand bei Temperatur T , so gilt:

$$R_1(T) = R_0 \sigma_0 \frac{1}{\sigma_1(T)} \quad \text{oder} \quad \sigma_1(T) = \sigma_0 \frac{R_0}{R_1(T)} \quad (34)$$

Zur Messung der Photoleitfähigkeit als Funktion von T wurden die Proben mit einer Halogenlampe beleuchtet; die Intensität betrug 80.4 mW/cm^2 , die mit einer geeichten Thermosäule der Firma Kipp & Zonen bestimmt wurde. Die Photoleitfähigkeit σ_p ist gleich der Differenz der Leitfähigkeiten mit und ohne Beleuchtung bei Temperatur T .

3.4.4 Messung der Absorptionskonstanten von LPCVD-Silizium

Zur Messung der Absorptionskonstante $\alpha(\lambda)$ als Funktion der Wellenlänge λ wurden undotierte LPCVD-Siliziumschichten der Dicken $0.045 \mu\text{m}$, $0.18 \mu\text{m}$, $1.1 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$ auf Quarzplättchen optischer Qualität abgeschieden. Mit Hilfe von Interferenzfiltern der Firma Schott konnten im Wellenlängenbereich 340 bis 1090 nm schmale Wellenlängenintervalle um λ aus dem Spektrum einer ELH-Lampe der Firma General Electrics ausgefiltert werden. Dieses Licht passierte eine LPCVD-Si-Schicht der Dicke d sowie das Quarzsubstrat, ehe die hindurchgetretene Lichtintensität $I_\lambda(d)$ mit der bereits erwähnten Thermosäule gemessen wurde. Die Absorption des Lichtes in Materie wird durch das Lambert'sche Absorptionsgesetz $I_\lambda(d) = I_0 \exp\{-\alpha(\lambda)d\}$, I_0 einfallende Intensität, beschrieben.

3.4.5 Kapazitäts-Spannungs-Messungen an MNOS-Kondensatoren

Die Dichte der festen Grenzflächenladungen wurde für das System Si-Nitrid, Silizium aus der Flachbandspannung U_{FB} von Hochfrequenz-Kapazitäts-Spannungs-Kurven von MNOS-Strukturen ermittelt (Abbildung 12 d). Hierzu müssen die Dicke d_N des Si-Nitrids, die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_N des Si-Nitrids und die Austrittsarbeitdifferenz ϕ_{MS} zwischen Metall (M) und Silizium (S) bekannt sein.

Zwischen der gemessenen Flachbandspannung und der Grenzflächenladungsdichte Q_N besteht folgender Zusammenhang [21]:

$$U_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_N}{\epsilon_0 \epsilon_N} d_N \quad (35)$$

Q_N stellt dabei die effektive, auf den Halbleiter wirksame Grenzflächenladungsdichte dar. Aus der Dotierstoffkonzentration der verwendeten Halbleitermaterialien läßt sich die Austrittsarbeit des Halbleiters berechnen [21]. Da als Metall stets Aluminium verwendet wurde, konnte ϕ_{MS} bei Berechnung von Q_N berücksichtigt werden.

Die Kapazität eines MNOS-Kondensators wurde mit einer Hochfrequenzkapazitätsmeßbrücke Typ 72BD der Firma Boonton bei 1 MHz ermittelt. Die durch die Spannungsrampe angelegte Spannung und ein zur Kapazität proportionales Signal wurden von einem XY-Schreiber aufgezeichnet.

3.4.6 Kapazitäts-Spannungs-Messungen an MIS-Dioden

Die Kapazitäts-Spannungs-Messungen von MIS-Dioden wurden an kreisförmigen MIS-„Punkt“-Kontakten durchgeführt. Als Spannungsquelle diente ein Konstanter der Firma Gossen. Die angelegte Spannung wurde mit einem Multimeter Typ 179 DMM der Firma Keithley gemessen und die Kapazität der MIS-Diode mit einer Hochfrequenzkapazitätsmeßbrücke Typ 72 BD der Firma Boonton bei 1 MHz ermittelt. Sperrspannungen bis 1 V konnten problemlos an die Proben gelegt werden, während bei zu hohen Flußspannungen die Kapazitätsmeßbrücke aus dem Gleichgewicht geriet.

3.4.7 Über die Messung der Kenngrößen einer Solarzelle

3.4.7.1 Ersatzschaltbild und Stromgleichung

Abbildung 17 zeigt ein vereinfachtes Ersatzschaltbild einer beleuchteten Solarzelle, an die eine äußere Spannung U_a anliegt und in deren äußerer Stromkreis der Strom I fließt. Mit diesem Ersatzschaltbild kann eine reale Solarzelle beschrieben werden [38]. Der durch den Lichteinfall generierte Photostrom I_{p0} wird durch eine ideale Stromquelle (Symbol $\odot$ in Abbildung 17) berücksichtigt. Parallel zur Stromquelle geschaltet ist eine „ideale“ Diode, d. h. die Diode, die sich aus der Strom-Spannungs-Charakteristik der Solarzelle unter Vernachlässi-

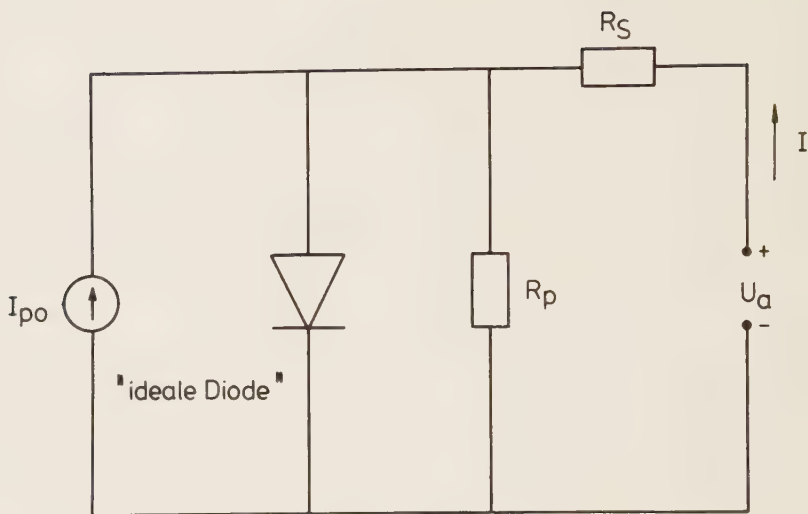


Abbildung 17 Ersatzschaltbild einer realen Solarzelle

gung von Serien- und Parallelwiderstand ergibt; diese beiden in der realen Solarzelle vorhandenen Widerstände sind im Ersatzschaltbild getrennt von der Diode berücksichtigt. Der Serienwiderstand R_S beinhaltet die Übergangswiderstände zwischen Metallkontakt und Meßspitze, den Flächenwiderstand der Inversionsschicht, den Widerstand der Metallkontaktsysteme der Zelle und des Substratmaterials, sowie den Tunnelwiderstand des MIS-Kontaktes.

Folgender Strom-Spannungs-Zusammenhang läßt sich aus dem Ersatzschaltbild gewinnen, dabei bezeichnet $I_D(U_a)$ die Strom-Spannungs-Charakteristik der „idealen“ Diode:

$$I - \frac{U_a - IR_S}{R_p} = I_D(U_a - IR_S) - I_{po} \quad (36)$$

Gleichung (36) beschreibt die Strom-Spannungs-Charakteristik einer realen Solarzelle im beleuchteten ($I_{po} \neq 0$), wie auch im unbeleuchteten ($I_{po} = 0$) Fall. Nach [21] kann die Charakteristik $I_D(U_a)$ einer „idealen“ Diode i. a. in folgender Form dargestellt werden:

$$I_D(U_a) = I_0 (\exp(qU_a/nkT) - 1) \quad (37)$$

I_0 = Sättigungssperrstrom und n Idealitätsfaktor mit $1 \leq n \leq 2$. Es ist $n = 1$, falls Diffusion der Minoritätsladungsträger und thermionische Emission der Majoritätsladungsträger als stark dominierende Strommechanismen anzusehen sind. Dominieren Generation/Rekombination in der Raumladungszone, so ist $n = 2$.

3.4.7.2 Zusammenhang zwischen den Kenngrößen der Hell- und Dunkelkennlinie

Da Gleichung (36) unter Verwendung von Gleichung (37) für den beleuchteten als auch den unbeleuchteten Zustand gilt, d. h. eine Beeinflussung der Kenngrößen der Dunkelkennlinie durch Beleuchtung der Solarzelle als vernachlässigbar klein betrachtet wird („Superpositionsprinzip“), lassen sich Kurzschlußstrom I_K und Leerlaufspannung U_L wie folgt ausdrücken:

Kurzschlußfall: $U_a = 0, I = -I_K$

$$-I_K = \frac{I_K R_S}{R_p} + I_0 \{ \exp(q I_K R_S / nkT) - 1 \} - I_{p0} \quad (38)$$

Leerlauf: $I = 0, U_a = U_L$

$$U_L = \frac{nkT}{q} \ln(I_{p0}/I_0 - U_L/R_p I_{p0} + 1) \quad (39)$$

In Gleichung (38) wird der im äußeren Kreis meßbare Kurzschlußstrom I_K um die Stromanteile vermindert, die über den Parallelwiderstand und die Diode fließen. Die Ursache liegt in dem über den Serienwiderstand R_S und I_K erzeugten Spannungsabfall $I_K R_S$, der die Diode in Flußrichtung polt.

Unter der Voraussetzung, daß: $R_S \leq 1 \Omega$, $R_p \geq 1 \text{ k}\Omega$, $I_0 \leq 10^{-5} \text{ A}$, $I_K \leq 0.04 \text{ A}$, $U_L \geq 0.35 \text{ V}$ (Solarzellenfläche 1 cm^2),

gilt: $I_K R_S / R_p \leq 2 \cdot 10^{-3}$ $I_K \ll I_K$

$I_0 \{ \exp(q I_K R_S / nkT) - 1 \} \leq 6 \cdot 10^{-3} I_K \ll I_K$.

Daher ist in sehr guter Näherung $I_K \simeq I_{p0}$ (40)

Ferner ist $U_L / R_p I_{p0} \leq 10^{-2}$ und $I_{p0} / I_0 \geq 10^{-3}$, so daß sich Gleichung (39) vereinfacht zu:

$$U_L = \frac{nkT}{q} \ln(I_{p0}/I_0) \quad (41)$$

Die dritte charakteristische Größe der beleuchteten Solarzelle, der Füllfaktor, hängt i. a. von Serien- und Parallelwiderstand und I_0 ab. In den noch vorzustellenden untersuchten Beispielen von Solarzellen ist der Parallelwiderstand stets größer als $1\text{ k}\Omega$ und sein Einfluß auf den Füllfaktor sehr gering. Eine ausführliche Darstellung der Abhängigkeit des Füllfaktors von Serien- und Parallelwiderstand ist in [18] gegeben, der Einfluß von I_0 auf den Füllfaktor in [53] behandelt.

Es bleibt festzuhalten, daß hauptsächlich der Serienwiderstand bei den untersuchten realen Strukturen den Füllfaktor gegenüber dem theoretisch möglichen Wert verkleinert.

3.4.7.3 Bestimmung des Idealitätsfaktors und des Sättigungssperrstromes der in der realen Solarzelle enthaltenen „idealen“ Diode

Aus der Dunkelkennlinie ($I_{p_0} = 0$) einer „idealen“ Diode, d. h. $R_S = 0\Omega$ und $R_p \rightarrow \infty$, läßt sich der Idealitätsfaktor n und der Sättigungssperrstrom I_0 aus Steigung und Achsenabschnitt einer logarithmischen Auftragung des Stromes gegen die Spannung ermitteln für Spannungswerte größer einige $\frac{kT}{q}$.

Dann gilt $1 \ll \exp(qU_a/nkT)$ und $I_D(U_a) \simeq I_0 \exp(qU_a/nkT)$

$$n = \frac{q}{kT} \frac{d(U_a)}{d(\ln I)} \quad (42)$$

Bei einer realen Diode (Solarzelle) ist $R_S > 0$ und R_p endlich, daher weicht bei höheren Spannungen U_a , wenn IR_S sich größenordnungsmäßig U_a nähert, die reale Kennlinie im $\log I$ - U_a -Diagramm deutlich von einer Geraden ab. Im niederen Spannungsbereich fließt ein höherer Strom als es der Strom-Spannungs-Charakteristik der Diode entspricht, der auf den endlichen Parallelwiderstand zurückzuführen ist, weil der Innenwiderstand der Diode bei niederen Spannungen größer als der Parallelwiderstand ist. Also tritt auch bei niederen Spannungen eine Abweichung vom linearen Verlauf auf, so daß in der halblogarithmischen Darstellung die Kennlinie an keiner Stelle linear ist. Abbildung 18 zeigt die Dunkelkennlinie einer realen Diode, berechnet nach Gleichung (36) unter Verwendung von Gleichung (37) mit $I_{p_0} = 0\text{ A}$, $I_0 = 10^{-10}\text{ A}$, $R_S = 0.7\Omega$, $R_p = 5000\Omega$ und $n = 1$. Da die Widerstände R_S und R_p nicht bekannt sind, können I_0 und n graphisch

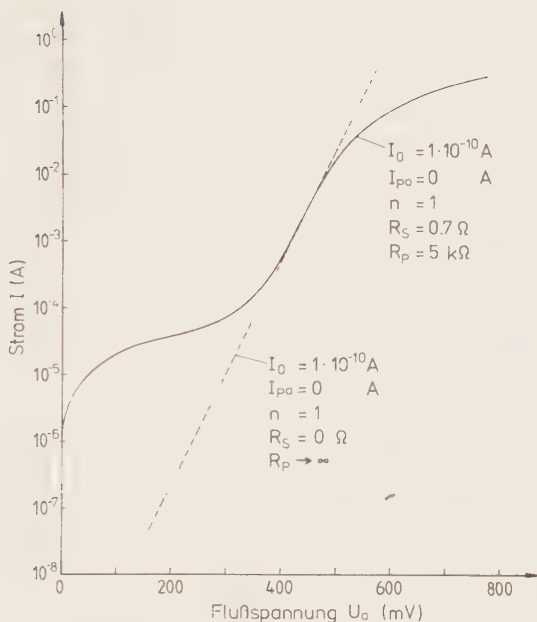


Abbildung 18 Dunkelkennlinien zweier Dioden, berechnet nach Gleichung (36) unter Verwendung von Gleichung (37) mit den in der Abbildung angegebenen Parametern

nicht bestimmt werden. Diese Schwierigkeit läßt sich in dem Strom-Spannungsbereich, in dem der Serienwiderstand R_S die Dunkelkennlinie der Solarzelle bestimmt, durch die I_K - U_L -Messung umgehen [37]. Dazu wird die Solarzelle mit Licht unterschiedlicher Intensität beleuchtet und es werden I_K und U_L gemessen. Bei Messung der Leerlaufspannung fällt über R_S keine Spannung ab (Abbildung 17) und die Spannung U_L liegt an dem Parallelwiderstand R_P und der „idealen“ Diode an. Ist $U_L/R_P \ll I_{p0}$, so ist der Strom U_L/R_P , der durch den Parallelwiderstand fließt, zu vernachlässigen. Dies ist aber, wie in Abschnitt 3.4.7.2 unter Verwendung der Zahlenbeispiele gezeigt, der Fall. Also fließt der gesamte Photostrom I_{p0} , der nach Gleichung (40) gleich I_K ist, durch die „ideale“ Diode. Aus Gleichung (41) folgt unter Verwendung von Gleichung (40) durch Umformen:

$$I_K = I_0 \exp(qU_L/nkT) \quad (43)$$

mit dem Idealitätsfaktor n und dem Sättigungssperrstrom I_0 der „idealen“ Diode. Gleichung (43) gilt, solange $I_K \simeq I_{p_0}$ ist. Die für verschiedene Beleuchtungsintensitäten erhaltenen Wertepaare (U_L, I_K) können in das $\log I-U_a$ -Diagramm der Dunkelkennlinie eingetragen werden und stellen Punkte der Dunkelkennlinie der „idealen“ Diode dar, da sie einem Strom I_K durch die „ideale“ Diode und einem zugehörigen Spannungsabfall U_L entsprechen. Nach Gleichung (43) liegen die Wertepaare (U_L, I_K) im $\log I-U_a$ -Diagramm auf einer Geraden, so daß n und I_0 ermittelt werden können.

Eine analoge Argumentation ist für MIS-Dioden zutreffend, bei denen ein Teil des Serienwiderstandes von der Tunnellimitierung des Stromes bei hohen Stromdichten herrührt [38].

Setzt man wie bei der Herleitung von Gleichung (36) voraus, daß sich die Stromverteilung der beleuchteten Solarzelle nur unwesentlich von der der unbeleuchteten unterscheidet, so sind für beide Fälle die Solarzellenparameter gleich. Ein Strom $I_{p_0} = I(U_a)$, der durch eine äußere Spannung U_a im Dunkelfall eingeprägt wird, fließt durch Parallelwiderstand und Diode genau wie der Strom I_{p_0} unter Beleuchtung im Leerlaufbetrieb.

3.4.7.4 Externer Quantenwirkungsgrad

Es bezeichne $I_K(\lambda)$ den Kurzschlußstrom pro Quadratcentimeter aktiver Solarzellenfläche, der von monochromatischem Licht der Wellenlänge λ erzeugt werde. Die Intensität der Lichtstrahlung der Wellenlänge λ sei $P(\lambda)$. Die Energie der Photonen der Wellenlänge λ ist $E(\lambda) = \frac{hc}{\lambda}$, h Plancksches Wirkungsquantum.

Der Quotient

$$Q(\lambda) = \frac{I_K(\lambda)/q}{P(\lambda)/E(\lambda)} \quad (44)$$

heißt externer Quantenwirkungsgrad der Wellenlänge λ ; er gibt die in einem äußeren Stromkreis meßbare Anzahl von Elektronen an, die von einem Photon, das auf die aktive Oberfläche der Solarzelle trifft, generiert werden. Photonen, die an der Oberfläche der Solarzelle reflektiert werden, werden in der Photonenflußdichte $P(\lambda)/E(\lambda)$ mitgezählt.

3.4.8 Experimentelle Durchführung der Messung der Kenngrößen einer Solarzelle

3.4.8.1 Messung der Dunkelkennlinie

Abbildung 19 zeigt ein Blockschaltbild des zur Messung der I-U-Dunkelkennlinie verwendeten Meßaufbaus. Die zu messende Probe ruhte mit ihrer Rückseite, dem Ohmschen Kontakt, auf einem vergoldeten Kupferblock, der sich in einem lichtundurchlässigen Kästchen befindet. Durch eine Vakuumpumpe wurde die Probe fest angesaugt, sodaß gleichzeitig ein elektrischer Kontakt zur Probe hergestellt war. Durch eine vergoldete Spitze wurde das Metallgitter der Vorderseite kontaktiert. Ein Wassenumlaufthermostat hielt die Temperatur der Probe auf $(25 \pm 0.2)^\circ\text{C}$.

Ein Commodore Rechner erhöhte über das in Abbildung 19 dargestellte Gerät „Spannungsrampe“ die an der Probe anliegende Spannung U_a in 10-Millivolt-Schritten. Strom I und Spannung U_a wurden mit den in Abbildung 19 bezeichneten Geräten gemessen und die Meßwerte an den Rechner weitergegeben. Über einen Drucker wurden die gemessenen Dunkelkennlinien in halblogarithmischer Darstellung ausgedruckt.

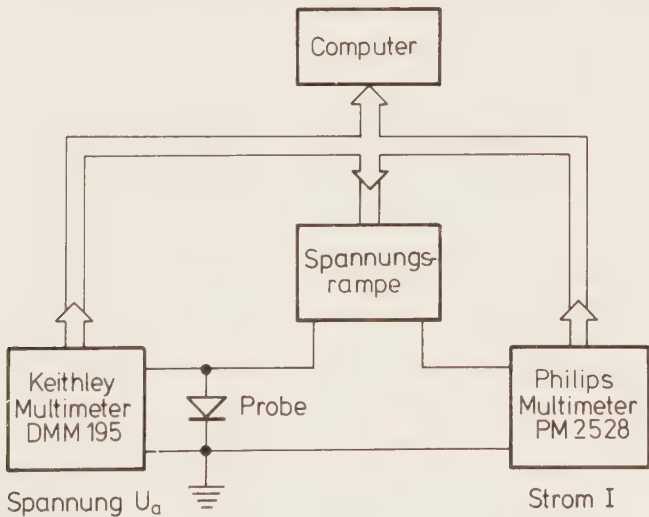


Abbildung 19 Blockschaltschema zur Messung der Dunkelkennlinie
(Meßaufbau: T. Meisel)

3.4.8.2 Messung der Hellkennlinie

Wie bei der Messung der Dunkelkennlinie erfolgte auch bei Messung der Hellkennlinie die Kontaktierung der Probe: Ansaugen der Probe mit ihrem Rückkontakt auf einem vergoldeten Kupferblock, dessen Temperatur wieder auf $(25 \pm 0,2)^\circ\text{C}$ gehalten wurde, und Kontaktierung des Vorderseitenkontaktes durch eine vergoldete Spitze. Als Lichtquelle diente eine Kaltlichtlampe ELH, 300 Watt, der Firma General Elektrik, die über einen Netzspannungskonstanter und Transformator mit 120 V betrieben wurden.

Der Abstand Probe Lampe wurde so eingestellt, daß die auf die Probe einfallende Leistung 100 mW/cm^2 betrug. Diese Leistung wurde mit einer geeichten Thermosäule der Firma Kipp & Zonen gemessen. Das Spektrum der ELH-Lampe ist als sonnenähnlich anzusehen, die Intensität der ELH-Lampe ist für Wellenlängen kleiner 600 nm geringer und im Spektralbereich zwischen 600 nm und 700 nm größer als die der Sonne [39].

Im Vergleich zu p-n-Zellen wird bei Bestimmung des Wirkungsgrades unter Verwendung von ELH-Lampen kein Fehler zugunsten der MIS-IL-Solarzellen gemacht, da deren höherer Quantenwirkungsgrad im blauen Spektralbereich wegen der im Vergleich zum AM1-Sonnenspektrum niedrigeren Intensität der ELH-Lampe im blauen Spektralbereich nicht zum Tragen kommt.

Zum Aufnehmen der Strom-Spannungs-Kennlinie bei Beleuchtung wurden in den äußeren Stromkreis ein variabler Lastwiderstand R_L und ein geeichter $0,1 \Omega$ bzw. $1,0 \Omega$ Widerstand R_M in Reihe geschaltet. Über die Summe der beiden Widerstände $R_L + R_M$ fällt aufgrund des Photostromes die an der Zelle anliegende Spannung U_a ab, die mit einem Keithley Voltmeter Typ DMM 177 gemessen und an den X-Eingang eines Schreibers gegeben wurde. Der Strom I wurde als Spannungsabfall über den Widerstand R_M mittels eines Keithley Voltmeters Typ DMM 177 bestimmt und an den Y-Eingang des Schreibers gegeben. Durch Variieren des Lastwiderstandes R_L konnte die Kennlinie aufgenommen werden. Zur Bestimmung von U_L wurde das Voltmeter direkt an die Kontakte der Zelle angeschlossen ($R_L \rightarrow \infty$). Im Kurzschlussfall ($R_L \rightarrow 0$) wurde der Spannungsabfall über R_M bestimmt, der zu dem Serienwiderstand R_S der Zelle hinzu zu addieren ist, d. h. I_K wird bei einem Serienwiderstand von 1Ω bis 2Ω gemessen. Nach der Abschätzung in Abschnitt 3.4.7.2 gilt trotzdem $I_{p_0} \simeq I_K$ innerhalb der Meßgenauigkeit von $1 - 2\%$.

3.4.8.3 Messung von I_K - U_L bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten

Die Kontaktierung und Temperaturstabilisierung der Meßproben erfolgte in gleicher Weise wie in Abschnitt 3.4.8.1. Die Probe befand sich in einem lichtdichten Gehäuse mit einer Öffnung, durch die das durch verschiedene Graufilter an Intensität geschwächte Licht einer ELH-Lampe die Zelle beleuchtete. Der Lichteinfall erfolgte senkrecht zur Probenoberfläche, der Flächenvektor der Filter stand parallel zum Strahlengang. Der Kurzschlußstrom wurde über einen geeichten Widerstand mit einem Keithley Voltmeter Typ DMM 177 gemessen, die Leerlaufspannung U_L wurde mit einem gleichen Meßgerät erfaßt.

Die in verschiedenen Graustufen gehaltenen Filter können die spektrale Zusammensetzung des durch sie hindurchtretenden Lichtes ändern. Eine Beeinflussung der I_K - U_L -Messung ist jedoch, wie in [18] nachgewiesen wurde, nicht gegeben. Unter Verwendung von Gleichung (43) lassen sich Idealitätsfaktor n und Sättigungssperrstrom I_0 ermitteln.

3.4.8.4 Messung des Quantenwirkungsgrades

Die Solarzellenproben wurden wie oben kontaktiert. Die Beleuchtung erfolgte durch die Öffnung eines innen geschwärzten Gehäuses, in dem sich die kontaktierte Solarzelle befand. In den Strahlengang zwischen Zelle und Beleuchtungsquelle wurden in einer festen, zur Zelle parallelen Ebene Interferenzfilter und Interferenz-Reflexionsfilter eingebracht, deren Daten in Tabelle 1 dargestellt sind. Als Lichtquelle

Tabelle 1 Daten der verwendeten Filter der Firma Schott

Wellenlänge (nm)	Durchlässigkeit (%)	Halbwertsbreite (nm)
1090	44	60
981	43	53
905	54	51
806	53	53
706	52	52
595	53	49
438	29	18
398	48	53
340	70	40–60

diente wieder eine ELH-Lampe. Nach Messung des Kurzschlußstromes über einen geeichten Widerstand (vgl. Abschnitt 3.4.8.2) unter Verwendung eines Filters, wurde sofort die durch den Filter hindurchtretende und auf die Solarzelle auftreffende Strahlungsleistung mit der geeichten Thermosäule gemessen.

Der gemessene Kurzschlußstrom $I_K(\lambda)$ wurde auf die aktive Solarzellenfläche bezogen und der Quantenwirkungsgrad $Q(\lambda)$ gemäß Abschnitt 3.4.7.4 ausgewertet.

3.4.9 Messung der Grenzflächenzustandsdichte nach der quasistatischen Methode

Abbildung 20 zeigt ein Blockschaltbild des verwendeten Meßaufbaus. Eine Spannungsrampe legt an den zu messenden MNOS-Kondensator, von einem Startwert U_I ausgehend, für den im Halbleiter Inversion an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche vorliegt, eine langsam, aber mit kon-

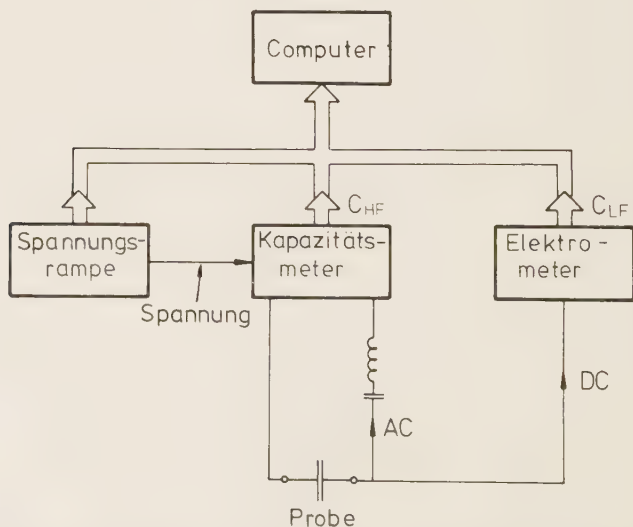


Abbildung 20 Blockschaltbild zur Messung der Grenzflächenzustandsdichte nach der quasistatischen Methode
(Meßaufbau: K. Blumenstock) (nach [40]).

stanter Zeitableitung steigende Spannung an ($20 \text{ mV/s} \leq \frac{dU}{dt} \leq 30 \text{ mV/s}$), bis ein einzustellender Endwert U_A , für den im Halbleiter an der Grenzfläche zum Isolator Akkumulation vorliegt, erreicht ist. Während des Spannungsanstiegs fließt durch den Kondensator ein Verschiebungsstrom I , der mit dem Keithley Elektrometer 602 C gemessen wird und dessen Meßwert unter gleichzeitiger Erfassung des Spannungswertes der Rampe und des durch eine Boonton Hochfrequenzmeßbrücke BD 72 bei 1 MHz überlagert gemessenen Hochfrequenzkapazitätswertes einem Rechner (HP 9825 A) zugeführt wird. Durch ein Auswerteprogramm, das am Rechner durchgeführt wird, läßt sich, wie in Abschnitt 2.3 dargestellt, aus den Meßgrößen unter Verwendung der Gleichungen (28) und (32) die Grenzflächenzustandsdichte im verbotenen Band als Funktion der Energie berechnen.

3.4.10 Über die Messung der Beweglichkeit der Inversionsschichtelektronen

3.4.10.1 Formeln zur Auswertung der Beweglichkeit in der Inversionsschicht

Abbildung 12c zeigt einen Querschnitt der zur Messung der Kanalbeweglichkeit der Elektronen in der Inversionsschicht verwendeten Feldeffekttransistorstruktur. Sie wurde in ähnlicher Form in [54] vorgestellt und unterscheidet sich von dem Feldeffekttransistor, der in [21] (S 507) dargestellt ist und für den die in [21] abgehandelte theoretische Beziehung (Kapitel 10) zwischen Drain-Source-Strom I_D , Drain-Source-Spannung U_D und Gate-Spannung U_G gilt, nicht nur im Ersetzen der dort diffundierten Drain- und Source-Bereiche durch MIS-Kontakte – dadurch bleibt die Übertragbarkeit der in [21] aufgeführten Formeln gewährleistet – sondern auch dadurch, daß beiderseits des Gate-Kontaktes etwa $15 \mu\text{m}$ lange Kanalbereiche existieren, die nicht vom Gate überdeckt sind. Bezeichnet man mit R_D bzw. R_S die Summe aus dem Widerstand des nicht durch das Gate überdeckten Kanalbereichs (vgl. Abbildung 12c) zwischen Gate und Drain bzw. Source, aus dem Übergangswiderstand zwischen Kanal und Drain bzw. Source und aus dem Drain- bzw. Source-Widerstand, so fällt die zwischen Drain und Source meßbare Spannung U_D über R_D , über dem Widerstand R_{K_a} des vom Gate überdeckten Kanalbereichs und über R_S ab.

Es bezeichne L die Kanallänge, Z die Kanalbreite, C_I die Kapazität des Gate/Isolator/Halbleiter-Kondensators und μ_n die effektive Beweglichkeit der Inversionsschichtelektronen.

Dann gilt nach [21] Kapitel 10 mit den Abkürzungen

$$\psi = (2\epsilon_S \epsilon_0 q N_A)^{0.5} / C_I, \beta = \frac{\mu_n Z C_I}{L}, U_0 = I_S R_S \text{ und } U_D' = U_D - I_D R_D,$$

wobei I_S bzw. I_D den Strom bezeichnet, der über den Source- bzw. Drain-Kontakt fließt. Unter Berücksichtigung obiger Ausführungen gilt:

$$I_D = \frac{\mu_n Z}{L} \int_{U_0}^{U_D'} |q_n(y)| dU = \beta \left\{ (U_D' - U_0)(U_G - U_{FB} - \frac{1}{2} U_D' - 2\psi_B) - \right. \\ \left. + \frac{2}{3} ((2\psi_B + U_D')^{1.5} - (2\psi_B + U_0)^{1.5}) \right\} \quad (45)$$

Für kleine Spannungen U_D läßt sich Gleichung (45) vereinfachen und man erhält für I_D folgende Beziehung:

$$I_D = \beta \{ U_G - U_{FB} - 2\psi_B - (2\psi_B)^{0.5} \} \\ (U_D - I_D R_D - I_S R_S) - \frac{1}{2} (U_D^2 - 2U_D I_D R_D + I_D^2 R_D^2 - I_S^2 R_S^2) \}$$

Unter Verwendung der Abkürzung $U_T = U_{FB} + 2\psi_B + \psi(2\psi_B)^{0.5}$ vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$I_D = \beta \{ (U_G - U_T)(U_D - I_D R_D - I_S R_S) - \frac{1}{2} (U_D^2 - 2U_D I_D R_D + \\ + I_D^2 R_D^2 + I_S^2 R_S^2) \} \quad (46)$$

Für kleine Werte der zwischen Drain und Source angelegten Spannung U_D , $U_D < 0.08 \text{ V}$, gilt $U_D^2 < 6.4 \cdot 10^{-3} \text{ V}$. Experimentell konnte festgestellt werden, daß $R_S \simeq R_D \simeq 5 \text{ k}\Omega$. Für $U_D < 0.05 \text{ V}$ lag I_D im Bereich $< 10^{-5} \text{ A}$.

Da $I_S \simeq I_D$, gilt $I_S^2 R_S^2 \simeq I_D^2 R_D^2 \leq 10^{-4} \text{ V}^2$ und $U_D I_D R_D < 5 \cdot 10^{-4} \text{ V}^2$. Die Einsatzspannung U_T der Transistoren lag im Bereich von $U_T \simeq -7 \text{ V}$; für Gatespannungen $U_G \geq -2 \text{ V}$ braucht mit obigen Abschätzungen in Gleichung (46) nur das Produkt der ersten beiden Klammern berücksichtigt zu werden, der in der Näherung gemachte Fehler liegt im Prozentbereich.

Setzt man $A = U_G - U_T$, so vereinfacht sich mit obigen Überlegungen Gleichung (46) zu: $I_D \simeq \beta(AU_D - AI_D R_D - AI_S R_S)$

Als weitere Annahme, die experimentell untermauert werden konnte, wird $I_D = I_S$ gesetzt und wegen der Symmetrie des Bauelementes hinsichtlich beider Mittelsenkrechten des rechteckigen Gatekontaktes $R_S = R_D$.

Also gilt:

$$I_D \simeq A\beta(U_D - I_D R_0), \quad R_0 = R_S + R_D = 2 R_D \quad (47)$$

Umformen von Gleichung (47) führt zu:

$$I_D \simeq \frac{A\beta}{1 + A\beta R_0} U_D \quad (48)$$

Gleichung (48) beschreibt einen linearen Zusammenhang zwischen Source-Drain-Strom und Source-Drain-Spannung. Aus Gleichung (48) folgt:

$$R_M = \frac{U_D}{I_D} = R_0 + \frac{1}{A\beta} \quad (49)$$

Der Widerstand R_M ist die Summe der Widerstände beider Kanalbereiche, die nicht vom Gate überdeckt sind, der Übergangswiderstände und des Widerstandes des vom Gate überdeckten Kanalbereichs.

Mißt man für 3 Spannungen U_{G1}, U_{G2}, U_{G3} mit $-2 \text{ V} \leq U_{Gi} \leq 0 \text{ V}$, so erhält man die Werte R_{M1}, R_{M2}, R_{M3} und $R_{Mi} = R_0 + 1/A_i\beta$ $i = 1, 2, 3$ und $A_i = U_{Gi} - U_T$. Lösen dieses linearen Gleichungssystems mit drei Unbekannten führt zu:

$$U_T = \frac{C U_{G2} - U_{G3}}{C - 1}, \quad C = \frac{R_{M2} - R_{M1}}{R_{M3} - R_{M1}} \cdot \frac{U_{G1} - U_{G3}}{U_{G1} - U_{G2}} \quad (50)$$

$$\text{und } \beta = \frac{U_{G1} - U_{G2}}{(R_{M2} - R_{M1})(U_{G1} - U_T)(U_{G2} - U_T)}$$

Da $\beta = \frac{\mu_n Z C_1}{l}$ außer μ_n nur Geometriegrößen enthält, folgt aus Gleichung (50) die effektive Kanalbeweglichkeit μ_n .

Ausgehend von den Meßwerten, die mit Fehlern behaftet sind, wurde der Fehler der Beweglichkeitswerte ermittelt nach folgendem Verfahren:

Ist μ eine Funktion der Variablen $x_1, \dots, x_n$, so ist.

$$\Delta\mu = \pm \sqrt{\sum_1^n \left(\frac{\partial\mu}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2} \quad . \text{ Auf eine Angabe der Formel, die die}$$

Schwankung $\Delta\mu_n$ angibt, wird hier verzichtet.

Ist die Beweglichkeit μ_n einmal aus den gemessenen Kanalwiderständen R_{M_i} für die Gatespannungen U_{G_i} berechnet worden, so sind auch die Einsatzspannung U_T nach Gleichung (50) und R_0 nach Gleichung (49) bekannt. Für $U_G = 0V$ gilt:

$R_M = R_0 - 1/U_T\beta$ und $\beta = \mu_n ZC_1/L$. Da μ_n bekannt ist, läßt sich der gesamte Widerstand des Kanals, einschließlich der nicht vom Gate bedeckten Kanalbereich berechnen; β geht über in ein neues β' und $R_0' = R_M - 1/U_T\beta'$ ist dann Summe der vom Kanal unabhängigen Widerstände des Drain- und Source-Bereiches sowie der Übergangswiderstände.

Zur Messung der Beweglichkeit in Abhängigkeit von der Zeit t , die der Gateisolator beleuchtet wurde, wurde nach Messung der Kanalbeweglichkeit des Ausgangszustandes das Gatemetall abgeätzt und für $U_G = 0V$ die I_D - U_D -Kennlinie punktweise aufgenommen und $R_M(t)$ durch lineare Regression mit Fehler berechnet. Zusätzlich wird die Flachbandspannung $U_{FB}(t)$ aus der HF $C(U)$ -Kurve am Ort des Kanals ermittelt (mit Hilfe einer flüssigen Gallium-Indium-Elektrode). Wie in Abschnitt 3.4.10.1 ausgeführt, gilt $U_T = U_{FB} + C$ mit einer halbleiterspezifischen Konstante C , sodaß mit $U_{FB}(t)$ auch $U_T(t)$ zur Verfügung stand, und $\mu_n(t)$ aus der Beziehung

$$R_M(t) = R_0' - \frac{L}{U_T(t)ZC_1\mu_n(t)} \text{ berechnet werden konnte.}$$

3.4.10.2 Experimentelle Durchführung der Messungen und Auswertung

Abbildung 21 zeigt das Schaltschema des verwendeten Meßaufbaus. Ein Keithley Voltmeter DMM 177 mit vorgeschaltetem 1 : 1 Operationsverstärker, der den Eingangswiderstand des Voltmeters auf $10^{14} \Omega$ erhöhte, diente zur Messung der Drain-Source-Spannung. Sowohl Drainstrom I_D als auch Sourcestrom I_S wurden mit Digitalmultimeter Typ Keithley DMM 177 erfaßt, um die Bedingung $I_D = I_S$ im Rahmen der Meßgenauigkeit zu überprüfen. Die Spannungsquelle gestattete eine exakte Spannungseinstellung in 5-mV-Schritten von 0 mV bis 50 mV.

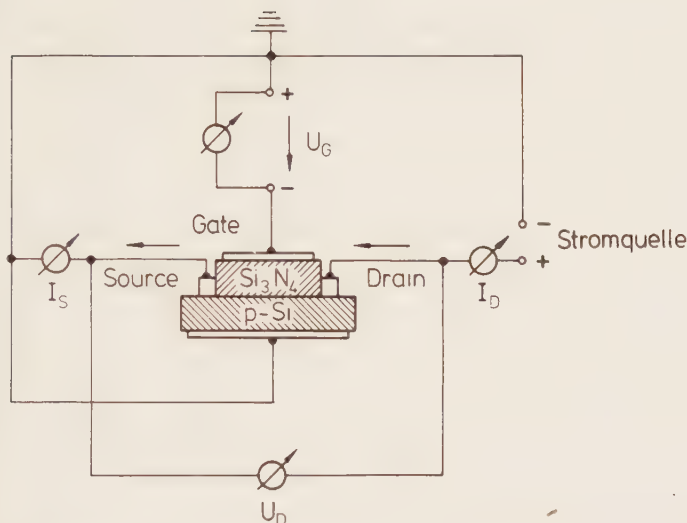


Abbildung 21 Blockschaltbild zur Messung der Beweglichkeit der Elektronen in der Inversionsschicht

Als Spannungsquelle für die am Gate anzulegende Spannung diente eine 9 V-Batterie; über einen Spannungsteiler konnten Gatespannungen von 0 V bis -9 V am Gate angelegt werden.

Für drei verschiedene Gatespannungen U_{G1} , U_{G2} , U_{G3} mit $-2 \text{ V} \leq U_{Gi} \leq 0 \text{ V}$, $i = 1, 2, 3$, wurde die I_D - U_D -Kennlinie punktweise aufgezeichnet, wobei U_D jeweils um 5 mV bis zu maximal 50 mV erhöht wurde. Durch lineare Regression wurde die optimale Gerade durch die Meßpunkte gelegt, ihre reziproke Steigung R_{Mi} mit Fehler ΔR_{Mi} für $i = 1, 2, 3$ ermittelt, so daß der in Abschnitt 3.4.10.1 gegebene Formalismus anwendbar wurde.

4 Ergebnisse und Diskussion

Bei allen in diesem Kapitel graphisch dargestellten Meßergebnissen ist der Fehler des Meßwertes stets kleiner oder gleich dem Durchmesser des den Meßpunkt darstellenden Symbols, falls kein Fehlerbalken eingezeichnet ist.

4.1 Eigenschaften des LPCVD-Siliziums

4.1.1 Einkristallines Silizium als Substratmaterial für die Abscheidung von LPCVD-Silizium

Einkristallines Silizium als Substratmaterial wurde aus folgenden Gründen gewählt:

- (1) Keine schädigende Verunreinigung der LPCVD-Si-Schichten durch Eindiffusion von Fremdatomen aus dem Substrat während des Abscheideprozesses.
- (2) Kein Auftreten von mechanischen Spannungen aufgrund unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten.
- (3) Erreichbarkeit einer guten Ohmschen Ankopplung der LPCVD-Si-Schicht an das Substrat.

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 ausgeführt, ist ein Epitaxieprozeß nicht zu befürchten; das Wachstum der Körner, ihre Orientierung und Größe, d. h. die Struktur des LPCVD-Si, werden durch das Substrat nicht beeinflusst.

Die MIS-IL-Solarzelle auf LPCVD-Si ist eine „Oberflächenzelle“, zu deren Funktion das Volumen einen geringen Beitrag leistet: Wie noch gezeigt wird (Abschnitt 4.2.6), trägt hauptsächlich nur der erste Mikrometer der 6 μm dicken LPCVD-Si-Schicht zur Funktion der Zelle bei, so daß zur elektrischen Leistung der Solarzelle das einkristalline Substrat nicht beiträgt. Weitere Untersuchungen, die einen Ohmschen Rückkontakt des LPCVD-Si voraussetzen, nehmen ebenfalls nur auf den oberflächennahen Bereich der LPCVD-Si-Schicht bezug.

4.1.2 Übergangswiderstand zwischen einkristallinem Substrat und LPCVD-Silizium und Ohmsche Kontakte auf LPCVD-Silizium

Um einkristallines Silizium als Substratmaterial verwenden zu können, muß sichergestellt sein, daß der Übergangswiderstand zwischen Substrat und LPCVD-Si-Schicht durch die Führung des Herstellungsprozesses hinreichend klein gemacht werden kann. Deshalb wurde die Abhängigkeit dieses Übergangswiderstandes von der Vorbehandlung des Substrats vor dem Abscheiden der LPCVD-Si-Schicht untersucht. Als Meßproben dienten die in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Proben mit der Schichtenfolge Al/Si-Substrat/LPCVD-Si/Al, bei denen die Al-Schichten bei 525 °C eingetempert waren. Gemessen wurde an diesen Proben der Strom-Spannungs-Verlauf. Wegen der Linearität der I-U-Beziehung konnte eine Widerstandsgröße ermittelt werden, die einen Vergleich der verschiedenen Substratvorbehandlungen gestattet, da stets gleiche Geometrie und gleiche Dotierung des Substrats und der LPCVD-Si-Schicht zugrunde gelegt wurden. Vor dem Abscheiden der LPCVD-Si-Schicht wurden die gereinigten einkristallinen Substratscheiben unterschiedlich lange einer Wasserstoffätzung unterzogen bei 1150 °C, um die Dicke der natürlichen Si-Oxid-Schicht an der Substratoberfläche zu reduzieren. Bereits nach einem 15-minütigen Ätzschritt konnte der niedrigste bei 1150 °C (der höchsten Reaktortemperatur) erreichbare Übergangswiderstand zwischen Substrat und LPCVD-Si Schicht verwirklicht werden (Prozeßführung wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben).

Aus dem linearen Strom-Spannungs-Verlauf der Meßproben folgt ferner, daß mit Aluminium Ohmsche Kontakte auf LPCVD-Si hergestellt werden können.

4.1.3 Wachstumsrate als Funktion der Gasverhältnisse

Um den Einfluß des Partialdruckverhältnisses Diboran/Silan, das gleich dem Quotienten aus Diboran- und Silan-Durchflußrate gesetzt werden kann (2% Silan in Argon und 1000 ppm Diboran in Argon sind näherungsweise ideale Gase), und des Wasserstoffpartialdruckes auf die Abscheiderate zu untersuchen, wurde sie als Funktion des Partialdruckverhältnisses Diboran zu Silan für zwei Reaktordruckwerte p_R aufgenommen, die durch Änderung des Wasserstoffflusses eingestellt wurden.

Die Proben zur Messung der Schichtdicke der LPCVD-Si-Schichten wurden gemäß Abschnitt 3.2.1 präpariert.

Abbildung 22 zeigt für die im Reaktor während des Abscheidungsprozesses herrschenden Druckwerte 1.5 mbar und 4 mbar die Wachstumsrate der LPCVD-Si-Schichten als Funktion des Quotienten aus Diboran- und Silanpartialdruck. Der Wasserstoffpartialdruck p_H des aus der Gasversorgung zugeleiteten Wasserstoffgases betrug im Falle Reaktordruck 1.5 mbar $p_H = 0$ mbar, im Falle Reaktordruck 4 mbar $p_H = 2.5$ mbar.

Wie aus der Abbildung ersichtlich, liegt die Wachstumsrate bei $p_R = 1.5$ mbar bei allen eingestellten Diboran/Silan-Partialdruckverhältnissen deutlich über der Wachstumsrate bei $p_R = 4$ mbar (Faktor etwa 1.5 bis 2). Beide Kurven zeigen bei geringem Diboranteil einen fast horizontalen Verlauf. Überschreitet das Partialdruckverhältnis Diboran/Silan den Wert 10^{-3} , so ist bei $p_R = 4$ mbar eine deutliche Zunahme der Wachstumsrate mit zunehmendem Diboranteil des Reaktions-

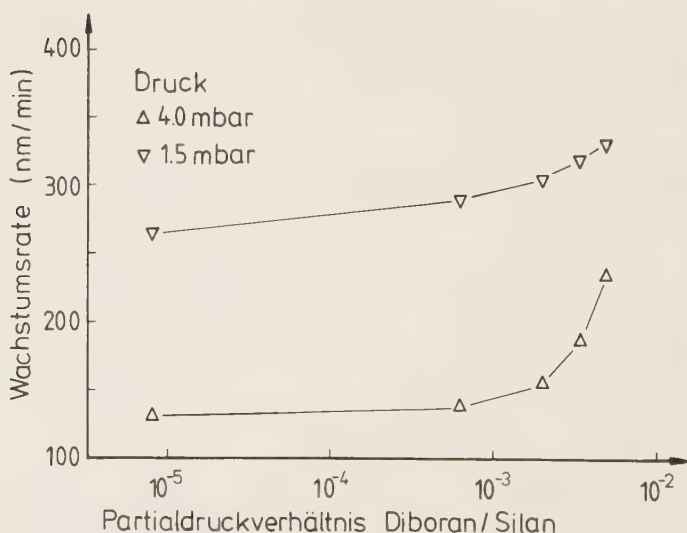


Abbildung 22 Wachstumsrate der LPCVD-Si-Schichten als Funktion des Quotienten aus Diboran- und Silanpartialdruck für die während der Abscheidung im Reaktor herrschenden Drücke 1.5 mbar (∇) und 4 mbar (Δ), wobei der Wert 4 mbar durch Zugabe von Wasserstoff eingestellt wurde

gasgemisches festzustellen (Verdoppelung der Wachstumsrate bei dem Abscheideprozess mit höchstem Diborananteil im Reaktionsgasgemisch gegenüber der mit dem niedrigsten Diboran/Silan Partialdruckverhältnis). Die Zunahme der Wachstumsrate bei $p_R = 1.5$ mbar fällt wesentlich kleiner aus, eine Erklärung dafür konnte nicht gefunden werden.

Durch Zugabe von H_2 zu den Reaktionsgasen wird der Partialdruck des H_2 -Gases im Reaktionsraum bei $p_R = 4$ mbar gegenüber $p_R = 1.5$ mbar spürbar erhöht. Wie in Abschnitt 2.1.1 ausgeführt, läuft die Pyrolyse von Silan als Dreistufenprozess ab. Die Desorption von Wasserstoff (Reaktion (c) in Abschnitt 2.1.1) von den Nukleationskeimen der Substratoberfläche ist ein reversibler Prozess; die Desorption wird bei höherem Wasserstoffpartialdruck vermindert. Dadurch wird die Chemisorption von Silanmolekülen an den Nukleationskeimen verlangsamt (Reaktion (a) in Abschnitt 2.1.1) und die Wachstumsrate verringert.

Die Anwesenheit von Diboran an der Oberfläche des Substrates führt zu einer verstärkten Adsorption von Silanmolekülen, da die Anzahl der verfügbaren Nukleationskeime vergrößert wird [11]. Dadurch erhöht sich die Wachstumsrate mit zunehmendem Diborangehalt des Reaktionsgasgemisches, solange nicht die Pyrolyse (Reaktion (b) in Abschnitt 2.1.1) die die Reaktionsgeschwindigkeit limitierende Reaktion wird.

4.1.4 Spezifischer Widerstand als Funktion der Gasverhältnisse

Eine Veränderung des Partialdruckverhältnisses Diboran/Silan beeinflusst nicht nur die Wachstumsrate, sondern auch den spezifischen Widerstand der abgeschiedenen Schichten. Die Messung des spezifischen Widerstandes erfolgte nach der Vierspitzenmethode bei Raumtemperatur; das Meßverfahren ist in Abschnitt 3.4.1 beschrieben.

Abbildung 23 zeigt den spezifischen Widerstand der LPCVD-Si-Schichten in Abhängigkeit vom Diboran/Silan Partialdruckverhältnis für die Druckwerte $p_R = 1.5$ mbar und $p_R = 4$ mbar, wobei der Reaktor-druck 4 mbar durch Zugabe von H_2 -Gas erreicht wurde. Der spezifische Widerstand variiert über fünf Größenordnungen. Er fällt von $4 \cdot 10^3 \Omega\text{cm}$ bei einem Diboran/Silan Partialdruckverhältnis von $9 \cdot 10^{-6}$ bis auf $6 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}$ bei einem solchen $8 \cdot 10^{-3}$. Der spezifische Widerstand der LPCVD-Si-Schicht ist im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig vom Wasserstoffpartialdruck, d. h. allein das Partialdruckverhältnis Diboran/Silan beeinflusst den Schichtwiderstand.

Der H_2 -Partialdruck scheint keinen Einfluß auf den Einbau elektrisch aktiver Boratome in die LPCVD-Si-Schicht auszuüben. In [11] wurde bei vergleichbaren Abscheidebedingungen, z. B. bei einem Diboran/Silan Partialdruckverhältnis von $1.8 \cdot 10^{-3}$ ein Wert des spezifischen Widerstandes um $0.006 \Omega\text{cm}$ erreicht, während in dieser Arbeit nur spezifische Widerstände um $20 \Omega\text{cm}$ erzielt werden konnten. Mögliche Ursachen für diese vergleichsweise hohen Widerstandswerte des LPCVD-Siliziums könnten zu suchen sein in: (i) dem Einbau von Sauerstoff in die Schichten, der über kleinste Lecks in die Anlage eindrang und der als Restgas mit Konzentrationen im Prozentbereich in den Prozeßgasen vorlag, (ii) in den Strömungsverhältnissen im Abscheidereaktor, d. h. daß z. B. aufgrund mangelnder Durchmischung der Gase Silan und Diboran das tatsächliche Diboran/Silan Partialdruckverhältnis am Ort der Probe geringer war als das von der Gasversorgung vorgegebene.

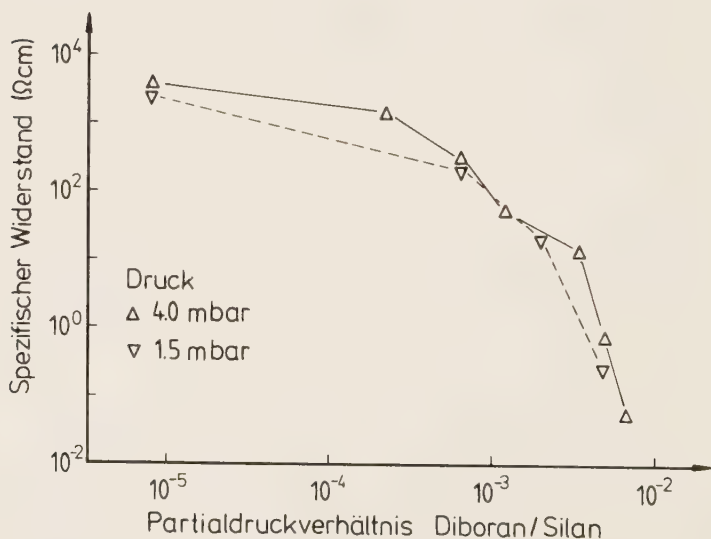


Abbildung 23 Spezifischer Widerstand der LPCVD-Si-Schichten in Abhängigkeit vom Diboran/Silan Partialdruckverhältnis für die beiden Reaktordruckwerte 1.5 mbar (∇) und 4 mbar (Δ), wobei der Druck 4 mbar durch Zugabe vom Wasserstoff zu den Reaktionsgasen erreicht wurde

4.1.5 Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur

Um Aufschluß über den Leitungsmechanismus in LPCVD-Si zu erhalten, wurde die Leitfähigkeit σ von vier verschiedenen dotierten LPCVD-Si-Proben als Funktion der Temperatur im Temperaturbereich 250 K bis 500 K gemessen (experimentelle Durchführung der Messung: Abschnitt 3.4.3). Abbildung 24 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit σ der Proben A 7 bis A 10. Alle vier Proben zeichnen sich durch einen linearen Verlauf von $\log(\sigma/\sigma_0)$ als Funktion von $1/T$ aus; bei der Probe A10 treten allerdings im niederen Temperaturbereich Abweichungen von der Linearität auf. Der Anstieg von σ mit der Temperatur fällt umso stärker aus, je höher der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur, je geringer also die Ladungsträgerkonzentration ist.

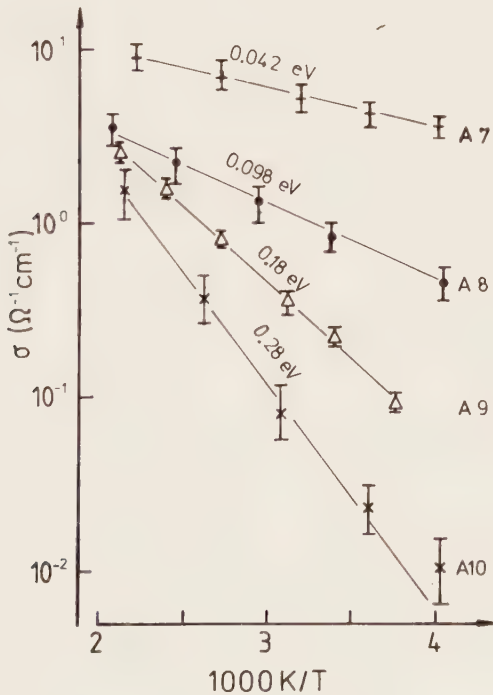


Abbildung 24 Leitfähigkeit σ der Proben A 7 bis A 10 als Funktion der reziproken absoluten Temperatur

Im untersuchten Temperaturbereich steigt die Leitfähigkeit der Probe A10 von $(1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-2} \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 250K auf einen Wert von $1.9 \pm 0.6 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 500K an, während sich die Leitfähigkeit der Probe A7 von $3.7 \pm 0.7 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 250 K auf $19 \pm 2 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 500 K erhöht, die Änderung nur knapp um eine Zehnerpotenz erfolgt. Das Einsetzen der Eigenleitfähigkeit, das in Abbildung 24 aus dem Annähern der Leitfähigkeitswerte der unterschiedlich dotierten Proben zu erkennen ist, tritt bei etwa 550 K auf. Da höhere Temperaturen als etwa 550 K mit der Meßapparatur nicht zu erreichen waren, wurde nur der für die folgende Auswertung interessierende Teil der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit in Abbildung 24 dargestellt. Aus ihr folgt die Gültigkeit einer Beziehung $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-E_a/kT)$ mit einer Aktivierungsenergie E_a . In Tabelle 2 sind die im gemessenen Temperaturbereich durch lineare Regression ermittelten Aktivierungsenergie aufgelistet, ferner enthält Tabelle 2 den spezifischen Widerstand bei Raumtemperatur und die aus $1/C^2$ -Messungen ermittelte Dichte elektrisch aktiver Akzeptoren, die sicher kleiner als die Konzentration der Boratome im Halbleitermaterial ist. Aus dem eingestellten Partialdruckverhältnis Diboran/Silan läßt sich kein Rückschluß auf die Konzentration von Bor im LPCVD-Silizium ziehen, da der Anteil der Boratome, die in die LPCVD-Si-Schicht eingebaut werden, nicht bekannt ist, während bei einer Dotierung der LPCVD-Si-Schicht durch Ionenimplantation aus der Dosis und der Strahlzeit eine Angabe der Konzentration möglich ist (vgl. [17]).

Die Aktivierungsenergie E_a steigt mit zunehmendem ρ -Wert an. In Abschnitt 2.1.3 wurde ein Modell für die Leitfähigkeit polykristallinen

Tabelle 2 Spezifischer Widerstand bei Raumtemperatur, ρ , Aktivierungsenergie E_a und Konzentration N_A elektrisch aktiver Akzeptoren (aus $1/C^2$ -Messungen an MIS-Kontakten) der Proben A 7 bis A 10:

Probe	$\rho (\Omega\text{cm})$	$E_a(\text{eV})$	$N_A(\text{cm}^{-3})$
A7	0.20 ± 0.04	0.042 ± 0.004	$4 \cdot 10^{18}$
A8	1.2 ± 0.3	0.10 ± 0.01	$4 \cdot 10^{17}$
A9	4.7 ± 0.5	0.18 ± 0.03	$1 \cdot 10^{17}$
A10	28 ± 9	0.28 ± 0.08	$3 \cdot 10^{16}$

Siliziums vorgestellt. Nach diesem Modell läßt sich die Aktivierungsenergie E_a wie folgt interpretieren:

$$(a) \quad E_a = \frac{1}{2} E_g - E_F \quad \text{falls } N_A L < Q_t$$

$$(b) \quad E_a = E_B \quad \text{falls } N_A L > Q_t$$

Beziehung (a) folgt aus Gleichung (10), Beziehung (b) aus Gleichung (11), L bezeichnet die mittlere Korngröße, N_A die Dichte elektrisch aktiver Akzeptoren und Q_t die Dichte der Haftstellen an der Korngrenze. Übernimmt man den von [17] experimentell ermittelten Wert für $Q_t = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$ für polykristallines CVD-Silizium, das bei 650°C hergestellt wurde, und legt eine mittlere Korngröße von etwa 40 nm zugrunde (vgl. Abschnitt 2.1.1), so errechnet sich die kritische Dichte elektrisch aktiver Akzeptoren zu $N_{Ak} = Q_t/L = 8 \cdot 10^{17} \text{ 1/cm}^3$. Eine experimentelle Bestimmung von Q_t und L an eigenen Proben war aus apparativen Gründen nicht möglich.

Für die Probe A7 gilt $N_A > N_{Ak}$, also ist die Aktivierungsenergie von 0.042 eV gleich der Barrierenhöhe E_B (vgl. Abschnitt 2.1.3) zu setzen. Da für die Proben A8, A9 und A10 $N_A < N_{Ak}$ gilt, läßt sich unter Zugrundelegung des Bandabstandes $E_g = 0.96 \text{ eV}$ des LPCVD-Siliziums (vgl. Abschnitt 4.2.4) aus (a) die Lage des Fermi-niveaus bezogen auf das intrinsische Niveau ermitteln, wobei die Energie zum Valenzband hin positiv gezählt wird:

$E_F = 0.38 \text{ eV}$ für A8, $E_F = 0.30 \text{ eV}$ für A9 und $E_F = 0.20 \text{ eV}$ für A10.

In der allgemein gebräuchlichen Energiedarstellung (Energie E_V der Valenzbandkante kleiner als die Energie E_i des intrinsischen Niveaus) gilt:

$E_F = E_V + 0.10 \text{ eV}$ für A8, $E_F = E_V + 0.18 \text{ eV}$ für A9 und $E_F = E_V + 0.28 \text{ eV}$ für A10.

4.1.6 Photoleitfähigkeit von LPCVD-Silizium

Die Differenz der Leitfähigkeitswerte des Halbleitermaterials im beleuchteten und unbeleuchteten Zustand, die Photoleitfähigkeit, läßt u. a. Rückschlüsse auf die Eignung des Materials als Substratmaterial für Solarzellen zu. Um den Einfluß der Beleuchtung auf den Widerstand verschieden präparierter LPCVD-Si-Schichten zu untersuchen, wurde die Photoleitfähigkeit σ_p gemessen. Apparatur und Meßverfahren wurden bereits in Abschnitt 3.4.3 beschrieben; die am Ort der Probe herrschende Lichtintensität betrug 80.4 mW/cm^2 bei allen Messungen.

In Abbildung 25 ist die experimentell bestimmte Photoleitfähigkeit σ_p als Funktion der reziproken absoluten Temperatur für drei Proben mit verschiedenen Dotierungen der LPCVD-Si-Schichten sowie für eine Probe auf einkristallinem p-Silizium ($\rho \simeq 1 \Omega\text{cm}$) dargestellt. Probe A8 wurde bei 1.5 mbar Reaktordruck abgeschieden, die Proben A9 und A10 wurden bei 4 mbar Reaktordruck abgeschieden (vgl. Abschnitt 4.1.3). Die spezifischen Widerstände der Proben A8, A9 und A10 (bei Raumtemperatur) sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Die Photoleitfähigkeit der einkristallinen Probe E sinkt von $\sigma_p = 5.3 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 250 K auf $\sigma_p = 1.3 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 500 K ab. Diese Abnahme der Photoleitfähigkeit ist verursacht durch die Abnahme der Löcherbeweglichkeit mit steigender Temperatur [21]. Die Photoleitfähigkeit der Probe E liegt im gesamten untersuchten Temperaturbereich wenigstens fast eine Größenordnung über den entsprechenden Werten der LPCVD-Si-Proben.

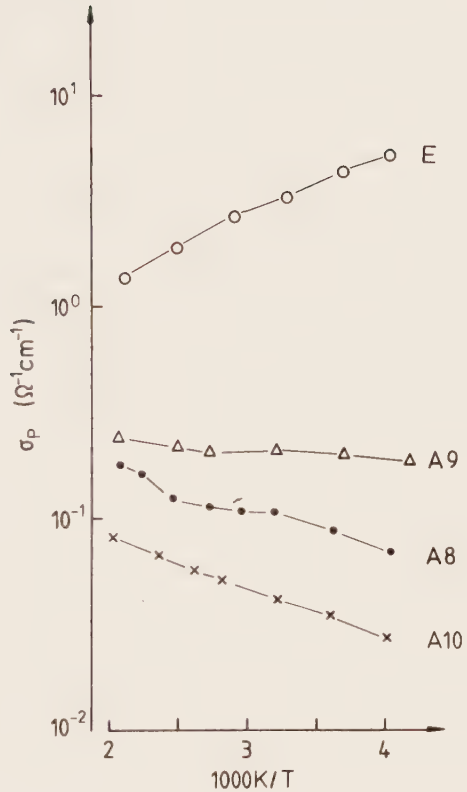
Für Probe A8 steigt σ_p von $0.07 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 250 K auf $0.17 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 500 K. Die Photoleitfähigkeit der Probe A9 ist nur schwach von der Temperatur abhängig; bei 250 K hat sie den Wert $\sigma_p = 1.9 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$, bei 500 K erreicht sie den Wert $\sigma_p = 2.4 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$. Ausgehend von $\sigma_p = 0.027 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 250 K erreicht für Probe A8 die Photoleitfähigkeit den Wert $\sigma_p = 0.08 \text{ 1}/\Omega\text{cm}$ bei 500 K. Aus $1/C^2$ -Messungen an MIS-Dioden, deren Substrat in einem Abscheideprozeß mit den LPCVD-Si-Schichten der Proben A8, A9 bzw. A10 hergestellt wurde, konnte die Konzentration elektrisch aktiver Akzeptoren N_A bestimmt werden.

Die Konzentration elektrisch aktiver Akzeptoren liegt für Probe A8 bei $N_A = 4 \cdot 10^{17} \text{ 1}/\text{cm}^3$, für Probe A9 bei $N_A = 1 \cdot 10^{17} \text{ 1}/\text{cm}^3$ und für Probe A10 bei $N_A = 3 \cdot 10^{16} \text{ 1}/\text{cm}^3$. Die Dichten elektrisch aktiver Akzeptoren der Proben A8 und A10 unterscheiden sich ungefähr um eine Größenordnung. Eine höhere Dichte elektrisch aktiver Akzeptoren setzt aber einen höheren Diboranpartialdruck voraus. Ein höherer Diboranpartialdruck bedingt eine höhere Wachstumsrate, die die Anordnung der Atome beeinflussen kann (siehe unten).

Da die Dichten elektrisch aktiver Akzeptoren und die spezifischen Widerstände der Proben A8 und A9 in grober Näherung verglichen werden können, wird nach Abbildung 23 der Diborangehalt beider Proben ähnlich sein. Bei Raumtemperatur 300K beträgt die auf die Dunkelleitfähigkeit bezogene Erhöhung der Leitfähigkeit durch Beleuchtung für Probe A8 16%, für Probe A9 60% und für Probe A10 145%.

Abbildung 25:

Photoleitfähigkeit σ_p als Funktion der reziproken absoluten Temperatur der LPCVD-Si-Proben A 8, A 9 und A 10 (spezifische Widerstände der Proben: siehe Tabelle 2), und der Probe E auf einkristal-
linem $1 \Omega\text{cm}$ -Substrat. Probe A 8 wurde bei 1.5 mbar, Proben A 9 und A 10 wurden bei 4mbar Reaktordruck ab-
geschieden.



Die deutlich höhere Photoleitfähigkeit der bei $p_R = 4$ mbar abgeschiedenen Probe A 9 gegenüber der bei $p_R = 1.5$ mbar hergestellten Probe A 8 wird zum einen der bei $p_R = 4$ mbar deutlich verminderten Wachstumsrate (vgl. Abschnitt 4.1.2) zugeschrieben, zum anderen könnte aufgrund des höheren Wasserstoffpartialdruckes ein vergleichsweise größerer Anteil offener Bindungen des LPCVD-Siliziums abgesättigt werden. Da die Wachstumsrate bei $p_R = 4$ mbar unter der Wachstumsrate bei $p_R = 1.5$ mbar liegt, steht bei der niederen Abscheiderate dem einzelnen Atom ein längeres Zeitintervall zur Verfügung, in dem es sich an der Oberfläche anordnen kann, ehe es von nachfolgenden Atomen unbeweglich gemacht wird. Dadurch wird ein gegenüber einer höheren Abscheiderate geordnetes Wachstum bewirkt, was eine Verbesserung der elektrischen Eigenschaften durch Erhöhung der mittleren Stoßzeit

der Ladungsträger und des Durchmessers der einzelnen Körner zur Folge haben könnte.

Die Leitfähigkeit σ_D ist proportional zum Produkt aus Löcherkonzentration und Löcherbeweglichkeit, die Proportionalitätskonstante ist die Elementarladung q . Absorption von Photonen bedingt sowohl eine Änderung Δp der Löcherkonzentration p als auch eine Änderung $\Delta \mu_p$ der Beweglichkeit, so daß im Falle schwacher Injektion für die Photoleitfähigkeit σ_p gilt:

$\sigma_p = \Delta p q \mu_p + (p + \Delta p) q \Delta \mu_p$. Beide Effekte, Änderung der Beweglichkeit und der Löcherkonzentration, treten additiv auf [43].

Die Temperaturabhängigkeit der Photoleitfähigkeit weist darauf hin, daß zusätzlich zur durch Photonen um Δp erhöhten Löcherkonzentration, die von der Photonendichte abhängt, eine Änderung der Beweglichkeit auftritt.

Die Änderung der Beweglichkeit $\Delta \mu_p$ wird gewöhnlich mit einer Änderung der Korngrenzenbarrierenhöhe und einer Verkürzung der Raumladungszone beiderseits einer Korngrenze durch die Beleuchtung in Verbindung gebracht [43]. Da der Ladungsträgertransport durch die Korngrenze als thermionische Emission über die Barriere oder als Tunnelprozeß durch die Barriere mit oder ohne thermische Unterstützung stattfinden kann, kann durch die Photoanregung eine Änderung im dominierenden Transportmechanismus und dadurch eine Änderung der Beweglichkeit bewirkt werden [43].

Für die folgenden Untersuchungen wurde LPCVD-Silizium ausschließlich bei einem Reaktordruck von 4 mbar abgeschieden.

4.1.7 Hall-Beweglichkeit

Eine weitere wichtige Größe, die die elektrischen Eigenschaften eines Halbleiters charakterisiert, ist die Beweglichkeit der Majoritätsladungsträger. Dazu wurde die Hall-Beweglichkeit und die Löcherkonzentration von p-dotiertem LPCVD-Silizium mit dem Verfahren nach Van der Pauw bei Raumtemperatur (300 K) gemessen (vgl. Abschnitt 3.4.2). Abbildung 26 zeigt die Hall-Beweglichkeit in Abhängigkeit von der bei dieser Messung ebenfalls erhaltenen Löcherkonzentration p der untersuchten Proben. Die Beweglichkeit von LPCVD-Silizium sinkt von etwa $\mu = 80 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei einer Löcherkonzentration von $p = 7 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^3$ auf

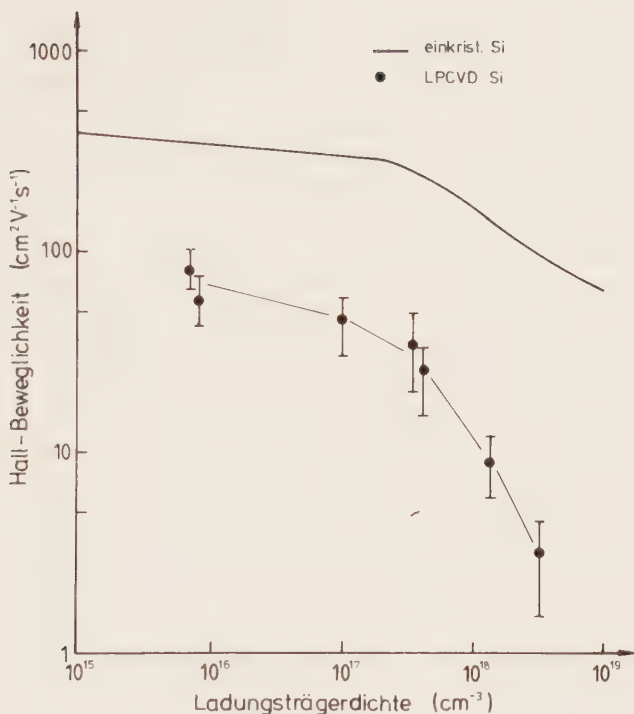


Abbildung 26 Hall-Beweglichkeit von LPCVD-Silizium in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte; zum Vergleich sind die Werte für einkristallines Silizium eingetragen (nach [21]).

etwa $\mu = 3 \text{ cm}^2/\text{Vs}^*$ bei einer Löcherkonzentration von $p = 3 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$ ab. Zum Vergleich ist die Hall-Beweglichkeit einkristallinen p-Siliziums dargestellt [21]. Die Werte für einkristallines Silizium liegen 1 – 2 Größenordnungen über den entsprechenden Beweglichkeitswerten des LPCVD-Siliziums, d. h. daß die Majoritätsladungsträger im LPCVD-Silizium bedingt durch eine höhere Dichte an Streuzentren wesentlich häufiger einem Streuprozess unterworfen sind als in einkristallinem Silizium. Zusätzlich zur Streuung an geladenen Akzeptoratomen und Phononen, wie sie im Einkristall zu beobachten ist, tritt die Streuung an Fehlstellen und Verunreinigungen im Innern der Kristallite, z. B.

* vgl. Bemerkung Abschnitt 3.4.2

an auf Zwischengitterplätzen sitzenden Boratomen und an geladenen Haftstellen, die an der Korngrenze in hoher Dichte lokalisiert sind und die Beweglichkeit der Majoritätsladungsträger vermindern.

Da die gemessene Beweglichkeitskurve im Bereich der zur Verfügung stehenden polykristallinen LPCVD-Si-Proben bei einer Ladungsträgerkonzentration $p \geq 10^{18} \text{ 1/cm}^3$ ihren Minimalwert von $\mu = 3 \pm 1.5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ aufweist, kann wegen $N_A \simeq p$ bei dieser Konzentration [17] das Minimum der Beweglichkeit bei einer Dichte elektrisch aktiver Dotierstoffatome von $N_A \geq 10^{18} \text{ 1/cm}^3$ angesetzt werden, unter Verwendung der Tatsache, daß in [17] ein praktisch gleicher Abfall der Beweglichkeitskurve bis zu einer Ladungsträgerdichte von $p \simeq N_A \simeq 10^{18} \text{ 1/cm}^3$ beobachtet wurde, an den sich für höhere Ladungsträgerdichten ein Anstieg der Beweglichkeit auf Werte bis $\mu = 20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ anschloß, wobei allerdings in [17] die Abscheidetemperatur des CVD-Siliziums um 100°C niedriger lag und 650°C betrug.

In Abschnitt 4.1.5 wurde die kritische Dichte N_{Ak} elektrisch aktiver Akzeptoren zu $N_{Ak} \simeq 8 \cdot 10^{17} \text{ 1/cm}^3$ bestimmt. Nach der Theorie in Abschnitt 2.1.3 weist die Beweglichkeit bei der Konzentration N_{Ak} ein Minimum auf.

Größenordnungsmäßig ist also eine Übereinstimmung der auf zwei verschiedenen Wegen bestimmten kritischen Akzeptorendichte festzustellen.

4.1.8 Optische Absorption von LPCVD-Silizium

Um die feinkörnigen polykristallinen LPCVD-Si-Schichten in Hinblick auf ihre Verwendbarkeit als Substrat für Solarzellen zu charakterisieren, wurden die optischen Absorptionskoeffizienten für Wellenlängen λ von 340 nm bis 1090 nm bestimmt. Abbildung 27 zeigt den Absorptionskoeffizienten α als Funktion der Photonenenergie. Zum Vergleich sind die Werte für einkristallines Silizium eingetragen [41].

Die Werte von α des LPCVD-Siliziums liegen beträchtlich höher (bis zu einer Größenordnung) als die entsprechenden Werte für einkristallines Silizium. Die Absorptionskoeffizienten des LPCVD-Siliziums sind vergleichbar mit den Werten, die für amorphes Silizium, das bei 210°C hergestellt wurde, berichtet wurden [42].

Außer durch Absorption kann der in die Probe eingetretene monochromatische Lichtstrahl durch Streuung an Korngrenzen geschwächt

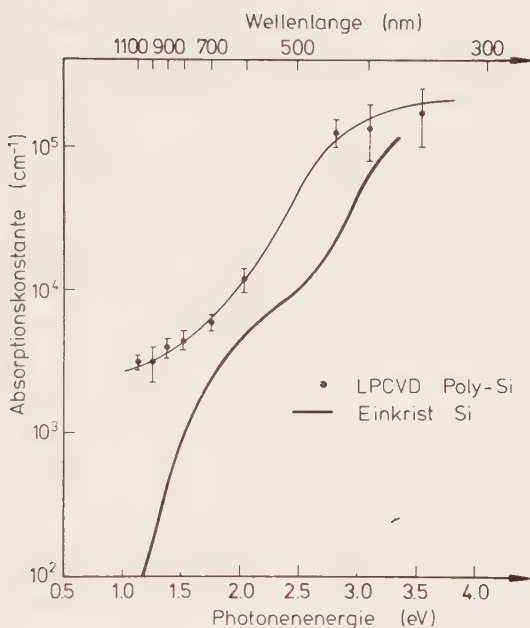


Abbildung 27 Gemessene Absorptionskoeffizienten α als Funktion der Photonenenergie von LPCVD-Silizium. Zum Vergleich sind die Werte für einkristallines Silizium eingetragen (nach [41]).

werden, so daß dann durch nicht-absorbiertes, aber gestreutes Licht die Intensität der durch die Probe hindurchgegangenen Strahlung zu niedrig und der Wert von α somit zu hoch bestimmt werden. Doch dürfte der dadurch hervorgerufene Fehler gering sein, da einmal aufgrund der gewählten Schichtdicken des LPCVD-Siliziums kurzwelliges Streulicht im Halbleiter auch absorbiert wird und zum anderen aufgrund der Geometrie der Meßanordnung (Schichtdicke des LPCVD-Si maximal 2 μm , Durchmesser des von der Thermosäule erfaßten Lichtstrahles 8 mm bei einem Durchmesser der beleuchteten Probe von 20 mm und einem Abstand zwischen Meßprobe und Blendenöffnung der Thermosäule von ca. 6 mm) (a) nur unter sehr großen Winkeln gestreutes Licht nicht die Blendenöffnung der Thermosäule passieren kann und (b) Streuverluste wieder durch Streuung aus dem beleuchteten Teil der Probe, der sich nicht über der Blendenöffnung der Ther-

mosäule befindet, ausgeglichen werden, so daß eine eindimensionale Betrachtung möglich ist und α die effektive Absorption beschreibt.

Die optischen Absorptionskoeffizienten wurden benutzt, um den theoretischen Grenzwert für die Kurzschlußstromdichte, bezogen auf die aktive Solarzellenfläche, einer Solarzelle auf LPCVD-Silizium unter Vernachlässigung von Reflexionsverlusten an der Silizium- und Siliziumnitridoberfläche zu berechnen. Bei Zugrundelegung eines AMI-Spektrums beträgt die maximal erreichbare Kurzschlußstromdichte $I_K = 32 \text{ mA/cm}^2$ (aktive Fläche) für eine LPCVD-Si-Schicht einer Dicke von $1.5 \text{ }\mu\text{m}$. Diese Abschätzung setzt voraus, daß jedes absorbierte Photon, dessen Energie größer als der Bandabstand ist, ein Elektron-Loch-Paar erzeugt und daß alle photogenerierten Ladungsträger gesammelt werden.

Mit Hilfe der Absorptionskonstanten $\alpha(\lambda)$ läßt sich die in einer LPCVD-Si-Schicht der Dicke d absorbierte Intensität $I_\lambda^A(d)$ von Lichtstrahlung der Wellenlänge λ berechnen. Bezeichnet $I_{0\lambda}$ die in die Probe eintretende Intensität der Wellenlänge λ , so gilt:

$$I_\lambda^A(d) = I_{0\lambda} \{1 - \exp(-\alpha(\lambda)d)\}$$

In Abbildung 28 ist die relative absorbierte Intensität $I_\lambda^A(d)/I_{0\lambda}$ als Funktion der Wellenlänge λ für die Schichtdicken $1 \text{ }\mu\text{m}$, $5 \text{ }\mu\text{m}$ und $9 \text{ }\mu\text{m}$ aufgetragen. In der linearen Darstellung liegt für alle drei Schichtdicken die relative absorbierte Intensität für Wellenlängen kleiner 440 nm nahe bei 1, d. h. kurzwelliges Licht wird praktisch vollständig absorbiert, größere Wellenlängen passieren die $1 \text{ }\mu\text{m}$ -Schicht bis zu 70% bei 1000 nm Wellenlänge. In der $5 \text{ }\mu\text{m}$ -Schicht wird Licht bis zu einer Wellenlänge von 600 nm praktisch vollständig absorbiert, für langwelliges Licht sinkt der Anteil der absorbierten Strahlung auf 80% ab. Die $9 \text{ }\mu\text{m}$ dicke LPCVD-Si-Schicht zeichnet sich durch eine relative absorbierte Intensität aus, die für alle Wellenlängen über 95% liegt.

Als Konsequenz dieser Betrachtungen wurde die Schichtdicke des LPCVD-Siliziums, das als Substrat für MIS-IL-Solarzellen diente, zu etwa $5 \text{ }\mu\text{m}$ gewählt, um einmal im interessierenden Spektralbereich eine ausreichend hohe relative absorbierte Intensität zu erhalten, und um zum zweiten einen eventuell möglichen Beitrag des einkristallinen Substrats zum Kurzschlußstrom des Bauelementes durch eine geringe, in das einkristalline Material eintretende Lichtintensität klein zu halten. (In Abschnitt 4.2.6 wird nachgewiesen, daß das einkristalline Substrat keinen Beitrag liefert.)

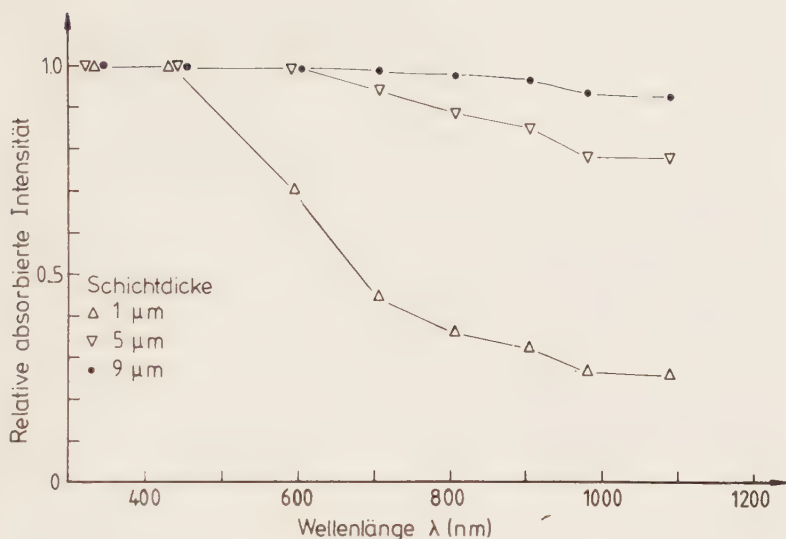


Abbildung 28 Berechnete absorbierte Intensität normiert auf Schichtdicke 0 μm als Funktion der Wellenlänge für 1 μm (Δ), 5 μm (∇) und 9 μm ($\bullet$) dicke Schichten aus LPCVD-Silizium.

4.2 Elektrische Messungen an Bauelementen auf LPCVD-Silizium und auf grobkörnigem polykristallinen Silizium (Wacker Silso)

Nach Untersuchung der fundamentalen, materialspezifischen Eigenschaften des LPCVD-Siliziums im letzten Kapitel werden jetzt die elektrischen Eigenschaften des LPCVD-Siliziums anhand von MNOS-Kondensatoren und MIS-Inversionsschicht-Solarzellen untersucht. Parallel dazu wurden die gleichen Bauelemente auf grobkörnigem Wacker-Silso-Material gefertigt.

Die erzielten Ergebnisse hinsichtlich Grenzflächenzustandsdichte, Dichte fester positiver Ladungen, Wirkungsgrad der Solarzellen und Quantenwirkungsgrad werden in diesem Kapitel vorgestellt. Die Plasma-Si-Nitrid-Schichten aller Proben, die in diesem Kapitel 4.2 behan-

delt werden, wurden bei 220 °C abgeschieden. Im folgenden wird das grobkörnige polykristalline Silizium (Wacker Silso) kurz als Wacker Silso bezeichnet.

4.2.1 Eigenschaften der Grenzfläche Plasma-Si-Nitrid/Si-Oxid/LPCVD-Si bzw. Plasma-Si-Nitrid/Si-Oxid/Wacker Silso

Um eine funktionstüchtige Inversionsschicht-Solarzelle auf LPCVD-Silizium fertigen zu können, müssen die Eigenschaften des Systems Si-Nitrid/Si-Oxid/LPCVD-Si untersucht werden. Ein Mittel hierfür stellen die Hoch- und Niederfrequenz (HF und NF) Kapazitäts-Spannungs-Messungen an MNOS-Kondensatoren dar. Die Herstellung der Meßproben ist in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, einen Querschnitt durch einen MNOS-Kondensator zeigt Abbildung 12d. Die Meßaufbauten und die experimentelle Durchführung der Messung der HF- und der NF-Kurven sind in Abschnitt 3.4.5 bzw. Abschnitt 3.4.9 beschrieben.

Abbildung 29a zeigt eine typische Hochfrequenz (1 MHz) und Niederfrequenz (quasistatische) $C(U)$ -Kurve eines MNOS-Kondensators. Das Bauelement besteht aus einer 79 nm dicken Plasma-Si-Nitrid-Schicht

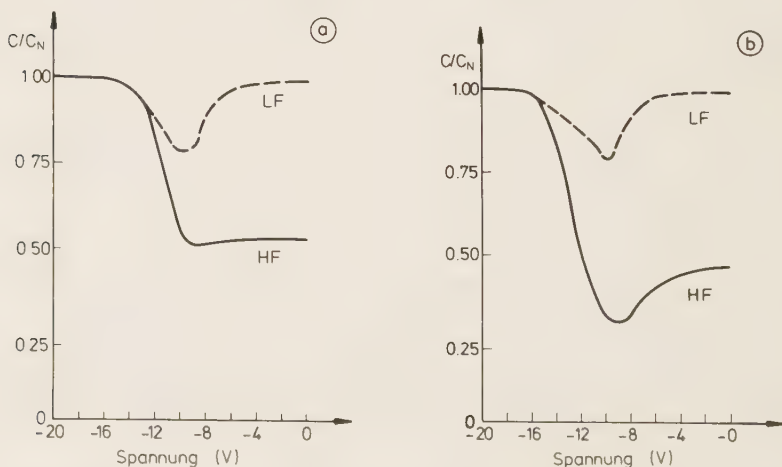


Abbildung 29 Hoch- (—) und Niederfrequenz (---) $C(U)$ -Kurven für MNOS-Kondensatoren auf LPCVD-Silizium (a) und auf Wacker Silso (b).

auf einer p-dotierten LPCVD-Si-Schicht. Die entsprechenden Kurven eines äquivalenten Kondensators, der parallel dazu auf Wacker Silso hergestellt wurde, zeigt Abbildung 29b.

Es ist weder ein bedeutender Unterschied zwischen den HF-Kurven noch zwischen den NF-Kurven beider Kondensatoren festzustellen einschließlich der Lage der Kurven bezüglich des Nullpunkts der Spannungsachse. Die höheren Werte von C/C_N des Kondensator auf LPCVD-Si in der Inversion sind auf eine höhere Dotierstoffkonzentration des LPCVD-Siliziums im Vergleich zu den Wacker-Silso-Proben zurückzuführen. Aus der Flachbandspannung erhält man mit Gleichung (35) unter Verwendung von $\epsilon_N = 6.4$ [18] und $\phi_{MS} = -0.9$ V Dichten der festen positiven Grenzflächenladungen $Q_N/q = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$ für das LPCVD-Silizium und $Q_N/q = (5.4 \pm 0.6) \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$ für das Wacker Silso-Material. Die Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte beträgt $D_{IT} = (2.1 \pm 0.7) \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2 \text{ eV}$ für das LPCVD-Si und $D_{IT} = (2.2 \pm 0.7) \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2 \text{ eV}$ für das Wacker Silso-Material [44]. Die Q_N/q - und D_{IT} -Werte sind vergleichbar mit den entsprechenden Werten auf einkristallinem Silizium unter gleichen Abscheidebedingungen des Plasma-Si-Nitrids [8,40]. Da die Dichte fester positiver Grenzflächenladungen für beide Siliziummaterialien ähnlich ist, sind diese Ladungen unabhängig von Orientierung der Körner an der Halbleiteroberfläche und von der Dichte der Korngrenzen im polykristallinen Silizium. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Ladungen an der Si-Nitrid/Si-Oxid/Si-Grenzfläche einige wenige Nanometer von der Si-Oberfläche entfernt sitzen [31, 45]. Die Tatsache, daß für feinkörniges und grobkörniges polykristallines Silizium sowie für einkristallines Silizium vergleichbare Dichten schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte erzielt werden, wird der Passivierung von Grenzflächenzuständen, Korngrenzen und anderen elektrisch aktiven Defekte im oberflächennahen Halbleiterbereich durch Wasserstoff, der bei der Reaktion von Silan und Ammoniak frei wird, zugeschrieben [44].

Bei Bestimmung der Zustandsdichte werden auch Zustände im Volumen eines Korns und an den Korngrenzen im grenzflächennahen Halbleiterbereich (bzgl. des Dielektrikums) erfaßt. Wegen der Übereinstimmung des Wertes von D_{IT} bei LPCVD-Si- und bei z. B. einkristallinem Substrat (bei identischen Abscheidebedingungen für das Plasma-Si-Nitrid) ist der Beitrag obiger Zustände aber zu vernachlässigen.

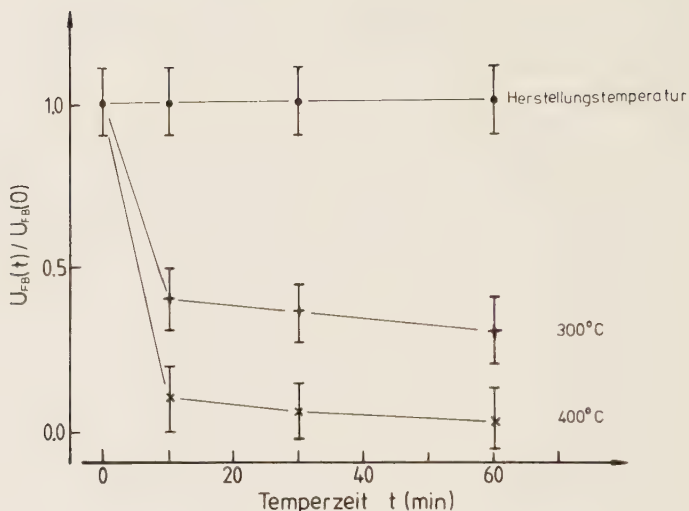


Abbildung 30 Auf den Ausgangswert normierte Flachbandspannung, gemessen an MNOS-Kondensatoren auf LPCVD-Si, als Funktion der Temperzeit für verschiedene Temperaturen (Herstellungstemperatur: 220 °C).

Abbildung 30 zeigt die relative Änderung der Flachbandspannungen als Funktion der Temperzeit für drei Temperaturen, die Herstellungstemperatur von 220 °C, 300 °C und 400 °C. Innerhalb der untersuchten Temperzeiten ist für Temperaturen bis zur Abscheidetemperatur der Plasma-Si-Nitrid-Schichten keine Veränderung der Flachbandspannung und damit der Dichte fester positiver Ladungen festzustellen. Dagegen tritt eine deutliche Abnahme dieser Dichte bei der Temperatur 300 °C auf, der bei der Temperatur 400 °C noch stärker ausfällt. Die thermische Stabilität der Grenzflächenladungen ist also in dem für den Betrieb der Solarzelle wichtigen Temperaturbereich bis zu 100 °C gegeben. Dieses Ergebnis ist in Einklang mit der Temperaturstabilität positiver Grenzflächenladungen bei einkristallinem Siliziumsubstrat [8, 18].

Die Ursachen für die Abnahme der positiven Grenzflächenladungen in Plasma-Si-Nitrid bei Tempern über der Herstellungstemperatur sind in der Literatur nicht bekannt.

4.2.2 Kapazitäts-Spannungs-Messungen an MIS-Kontakten auf LPCVD-Silizium und Wacker Silso

Abbildung 31 zeigt den Kapazitäts-Spannungs-Zusammenhang für einen 1 mm^2 großen quadratischen MIS-Kontakt auf LPCVD-Si. Gemäß Gleichung (17) ist der Reziprokwert des Quadrates der Kapazität C in Abhängigkeit der an den Halbleiter angelegten Spannung U aufgetragen, der Metallfrontkontakt ist geerdet. Das Meßverfahren ist in Abschnitt 3.4.6 beschrieben.

Wie aus der Theorie für MIS-Kontakte auf einkristallinem Si zu erwarten ist, zeigt sich auch für MIS-Kontakte auf LPCVD-Si ein linearer Zusammenhang zwischen dem Quadrat der reziproken Kapazität und der Spannung.

Aus der Steigung der Geraden konnte die Dichte elektrisch aktiver Akzeptoren zu $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ ermittelt werden; der Schnittpunkt der Geraden mit der Abszisse liegt bei $U_c \approx 788 \text{ mV}$. Unter Verwendung der für einkristallines Substrat gültigen Theorie [21] erhält

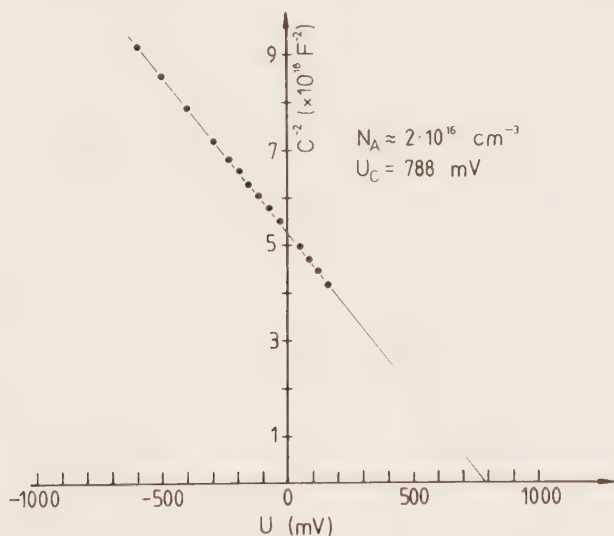


Abbildung 31 Quadrat der reziproken Kapazität C als Funktion der an den Halbleiter angelegten Spannung U für einen MIS-Kontakt der Fläche 1 mm^2 auf LPCVD-Silizium.

man mit der Akzeptorendichte $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ für das Oberflächenpotential, für das starke Inversion einsetzt, $\psi_{\text{Sinv}} = 705 \text{ mV}$. Da $U_c > \psi_{\text{Sinv}}$, liegt starke Inversion im Halbleiter unter der Metallkontaktfläche vor.

Ebenfalls gemessen wurde die Kapazitäts-Spannungs-Abhängigkeit an MIS-Kontakten auf Wacker Silso. Aufgrund der mehrere Millimeter großen Körner (Kolumnarstruktur) sind die Verhältnisse praktisch gleich denen auf einkristallinem Substrat, auf eine zeichnerische Darstellung der Geraden in der $1/C^2$ -U-Auftragung wird daher verzichtet und auf Literatur, z. B. [18], verwiesen. Analog wie oben, konnte aus der Messung die Akzeptorendichte des Wacker-Silso-Materials zu $N_A = 8 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^3$ und $U_c = 750 \text{ mV}$ bestimmt werden. ψ_{Sinv} beträgt 660 mV , so daß auch in diesem Fall starke Inversion im Halbleiter unter dem Metallkontakt vorliegt.

Aufgrund des Vorliegens starker Inversion im Halbleiter sind die Voraussetzungen für einen Minoritätsladungsträger MIS-Kontakt nach [20] gegeben, falls man die Gültigkeit der für das einkristalline Substrat abgeleiteten Beziehungen unterstellt.

4.2.3 Dunkelkennlinien von MIS-Kontakten

Zur Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften des MIS-Kontaktes wurden quadratische 1 mm^2 große MIS-Kontakte auf beiden polykristallinen Materialien untersucht. Für die Herstellung dieser Proben sind die Prozeßschritte (a) bis (d) der Abbildung 13 (Abschnitt 3.2.3) erforderlich; eine Beschichtung mit Plasma-Si-Nitrid erfolgte nicht. Die Durchführung der Messung wurde in Abschnitt 3.4.8.2 beschrieben. Abbildung 32 zeigt in halblogarithmischer Darstellung die Strom-Spannungs-Charakteristik eines derartigen MIS-Kontaktes auf LPCVD-Silizium für Spannungswerte von 200 mV bis 750 mV .

Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung von Gleichung (36) an die experimentelle Kurve dar, wobei in Gleichung (36) für die I-U-Abhängigkeit $I_D(U_a - IR_S)$ der „idealen“ Diode Gleichung (16) eingesetzt wurde, wobei $I_{P0} = 0 \text{ A}$ ist:

$$I - \frac{U_a - IR_S}{R_p} = I_{\text{ODT}} \{ \exp \{ q(U_a - IR_S)/kT \} - 1 \} + \\ + I_{\text{ORG}} \{ \exp \{ q(U_a - IR_S)/2kT \} - 1 \} \\ + I_{K0} \exp \{ q(U_a - IR_S)/m_K kT \}$$

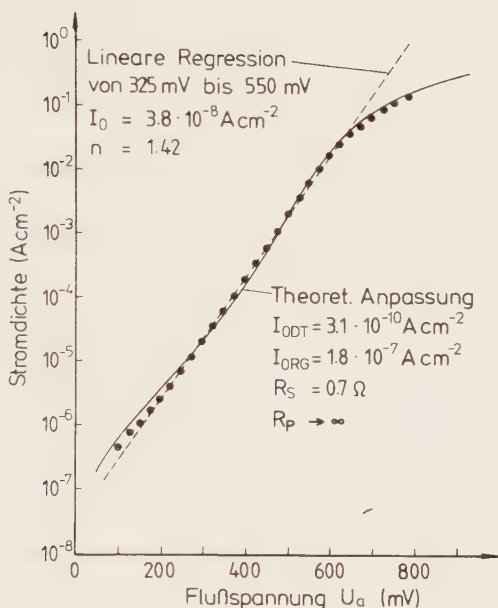


Abbildung 32 Punktweise aufgenommene I - U -Dunkelkennlinie in halblogarithmischer Darstellung eines MIS-Kontaktes der Fläche 1 mm^2 auf LPCVD-Silizium bei Anlegen einer Flußspannung, zusammen mit der rechnerischen Anpassung nach Gleichung (36) unter Verwendung von Gleichung (16). Eingetragen ist ferner die im Spannungsbereich 325 mV bis 550 mV durch lineare Regression nach Gleichung (37) ermittelte Gerade.

Eine optimale Anpassung konnte mit den Parametern $I_{\text{ODT}} = 3,1 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}^2$, $I_{\text{ORG}} = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$, $I_{\text{OK}} = 0 \text{ A/cm}^2$, $R_S = 0,7 \Omega$ und $R_P \rightarrow \infty$ durchgeführt werden

Abbildung 33 zeigt ebenfalls in halblogarithmischer Darstellung im Spannungsbereich 200 mV bis 750 mV die Dunkelkennlinie eines entsprechenden MIS-Kontaktes auf Wacker Silso. Die durchgezogene Linie ist der Graph obiger theoretischer Kurve mit den optimalen Parametern $I_{\text{ODT}} = 3,3 \cdot 10^{-11} \text{ A/cm}^2$, $I_{\text{ORG}} = 4,0 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$, $I_{\text{OK}} = 0 \text{ A/cm}^2$, $R_S = 0,12 \Omega$ und $R_P \rightarrow \infty$. Schörner gibt in [18] bei gleicher Anpassung $I_{\text{ODT}} = 2,9 \cdot 10^{-11} \text{ A/cm}^2$, $I_{\text{ORG}} = 7,5 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ und

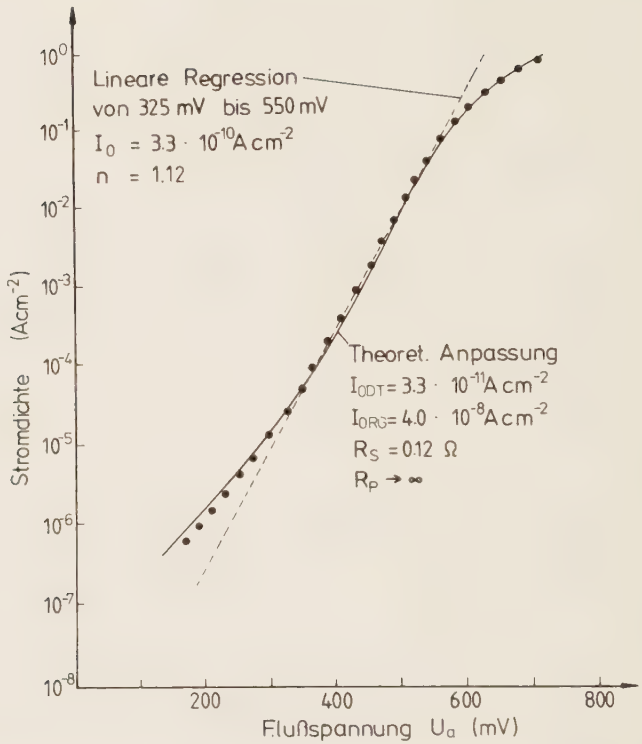


Abbildung 33 Punktweise aufgenommene I-U-Dunkelkennlinie in halb-logarithm. Darstellung eines MIS-Kontaktes der Fläche 1 mm^2 auf Wacker Silso bei Anliegen einer Flußspannung, zusammen mit der rechnerischen Anpassung nach Gleichung (36) unter Verwendung von Gleichung (16). Eingetragen ist ferner die im Spannungsbereich 325 mV bis 550 mV durch lineare Regression nach Gleichung (37) ermittelte Gerade.

$I_{\text{OK}} = 0 \text{ A/cm}^2$ an; diese Werte wurden an MIS-Kontakten auf einkristallinem Siliziumsubstrat eines spezifischen Widerstandes von $0.7 \Omega\text{cm}$ ermittelt und stimmen gut mit den hier angegebenen entsprechenden Werten von MIS-Kontakten auf Wacker Silso überein.

Die I_{ODT} - und I_{ORG} -Werte sind für die MIS-Diode auf Wacker Silso etwa eine Größenordnung kleiner als die entsprechenden Werte der

MIS-Diode auf LPCVD-Silizium. Als Ursache ist die in LPCVD-Si kürzere Lebensdauer der Minoritätsladungsträger anzusehen. Vergleicht man die Steigung beider Kennlinien im Spannungsbereich 350 mV bis 500 mV, in dem beide linear verlaufen, so stellt man einen steileren Anstieg des Stromes mit der Spannung bei der MIS-Diode auf Wacker Silso fest. Quantitativ drückt sich die größere Steigung der Kennlinie der MIS-Diode auf Wacker Silso in der Tatsache aus, daß der I_{ORG} -Wert etwa eine Größenordnung kleiner ist als der entsprechende Wert für die MIS-Diode auf dem LPCVD-Silizium. Für Spannungswerte größer 350 mV sind für die MIS-Diode auf Wacker Silso die Strommechanismen der Diffusion der Elektronen und der thermionischen Emission der Löcher bestimmend, die Summe der dazugehörigen Sättigungssperrströme ist durch I_{ODT} gegeben. Die Generations-Rekombinationsmechanismen spielen in diesem Spannungsbereich eine untergeordnete Rolle.

Hingegen sind für die MIS-Diode auf LPCVD-Si die Strommechanismen der Diffusion der Elektronen und der thermionischen Emission der Löcher und die Generations-Rekombinationsmechanismen im Spannungsbereich größer 350 mV etwa gleich bedeutend.

Verdeutlicht wird dies durch die in die Abbildung eingetragenen Anpassungen von Gleichung (37) an die linearen Teilstücke der Kennlinie. Für die Diode auf Wacker Silso errechnet sich der Idealitätsfaktor zu $n = 1.12$, für die Diode auf LPCVD-Si zu $n = 1.42$. Ein Idealitätsfaktor nahe bei $n = 1$ heißt, daß die Strommechanismen, deren Spannungsabhängigkeit durch $\exp(qU_a/kT) - 1$ beschrieben wird, dominieren, während ein n -Wert nahe bei $n = 2$ ein Dominieren der Strommechanismen ausdrückt, deren Spannungsabhängigkeit durch $\exp(qU_a/2kT) - 1$ beschrieben wird. Der Idealitätsfaktor $n = 1.42$ der MIS-Diode auf LPCVD-Si weist auf ein Konkurrieren beider zu $n = 1$ und $n = 2$ gehöriger Strommechanismen hin.

Im Gegensatz zu Solarzellenkontaktgittern beeinflusst der Randbereich eines quadratischen MIS-Kontaktes (Fläche $\geq 1 \text{ mm}^2$) die Kennlinie des Kontaktes in vernachlässigbarer Weise [18]. Daher ist bei „Punkt“-Kontakten der Beitrag des Randes zu den herrschenden Strommechanismen unbedeutend, d. h. I_{ORG} kann in sehr guter Näherung als Summe der Sperrströme der Generations-, Rekombinationsmechanismen angesehen werden. Aus der Kapazitäts-Spannungs-Beziehung des

MIS-Kontaktes auf LPCVD-Silizium (Abschnitt 4.2.2) konnte die Dichte elektrisch aktiver Akzeptoren zu $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ bestimmt werden. Ferner liegt starke Inversion unter dem Kontakt vor (Abschnitt 4.2.2). Unter Benutzung des für MIS-Dioden auf einkristallinem Siliziums gültigen Zusammenhanges zwischen maximaler Weite der Raumladungszone W_m und Akzeptorendichte [21] erhält man $W_m \simeq 0.1 - 0.2 \text{ }\mu\text{m}$. Nach Gleichung (13) gilt $I_{\text{ORG}} = qn_i W/\tau_e$. Verwendet man $n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ 1/cm}^3$, die Ladungsträgerkonzentration des eigenleitenden einkristallinen Silizium, so errechnet sich die effektive Lebensdauer in der Raumladungszone zu $\tau_e \simeq 0.2 \text{ }\mu\text{s}$. Eine analoge Rechnung führt zu $\tau_e \simeq 1.2 \text{ }\mu\text{s}$ für das Wacker Silso-Material. Diese effektiven Lebensdauer beider Materialien unterscheiden sich etwa um eine halbe Größenordnung. Aus einer Auswertung des I_{ORG} -Wertes von [18] erhält man $\tau_e \simeq 0.6 \text{ }\mu\text{s}$. Die Werte für die effektiven Lebensdauern in der Raumladungszone der verschiedenen Siliziummaterialien liegen größenordnungsmäßig nahe beieinander, so daß ähnliche spektrale Empfindlichkeiten der Solarzellen auf allen drei Materialien für Photonen von Lichtwellenlängen, die in der Raumladungszone unter dem Isolator absorbiert werden, also für kurzwellige Lichtstrahlung, zu erwarten sein werden.

In Abschnitt 4.2.2 wurde gezeigt, daß unter dem MIS-Kontakt an der Halbleiteroberfläche des LPCVD-Siliziums starke Inversion vorliegt. Daher erscheint eine Vernachlässigung des Sperrstromes der thermionischen Emission der Löcher begründet [20]: $I_{\text{ODT}} \simeq I_{\text{OD}} = q(D_n n_i)/(L_n N_A)$. Mit $n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ 1/cm}^3$ und $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ erhält man: $D_n/L_n \simeq 1.7 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. In Abschnitt 4.2.6 wird die Diffusionslänge der Elektronen zu $L_n \simeq 0.1 \text{ }\mu\text{m}$ abgeschätzt. Mit $L_n \simeq 0.1 \text{ }\mu\text{m}$ folgt aus $D_n/L_n \simeq 1.7 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ für den Diffusionskoeffizienten der Elektronen $D_n \simeq 1.7 \text{ cm}^2/\text{s}$ (bei Raumtemperatur), der entsprechende Wert für einkristallines Silizium ist $D_n = 25 \text{ cm}^2/\text{s}$ [21].

Die Einsteinbeziehung verknüpft D_n mit der Elektronenbeweglichkeit μ_n : $D_n/\mu_n = kT/q$ [21] und erlaubt mit $D_n \simeq 1.7 \text{ cm}^2/\text{s}$ eine Abschätzung der Elektronenbeweglichkeit zu $\mu_n \simeq 68 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Im einkristallinen Silizium liegt bei entsprechender Dotierung die Elektronenbeweglichkeit bei $\mu_n = 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [21]. Dieser deutliche Unterschied der Elektronenbeweglichkeitswerte zwischen LPCVD-Si und einkristallinem Silizium läßt sich analog wie in Abschnitt 4.1.7 erklären.

4.2.4 I_K - U_L -Messungen bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten und Temperaturen, sowie Bestimmung des Bandabstandes von LPCVD-Silizium

In Abschnitt 3.4.7.3 wurde der Zusammenhang zwischen Kurzschlußstrom I_K , Leerlaufspannung U_L , Sättigungssperrstrom I_0 und Idealitätsfaktor der in der realen Solarzelle enthaltenen „idealen“ Diode abgeleitet. Nach Gleichung (43) gilt: $I_K = I_0 \exp(qU_L/nkT)$. Zur experimentellen Bestimmung von I_0 muß die Strom-Spannungs-Charakteristik der beleuchteten Solarzelle bei hohen Spannungen und Stromdichten ermittelt werden, um Strombeiträge über mögliche Parallelwiderstände vernachlässigbar klein zu halten und im Gültigkeitsbereich von Gleichung (43) zu bleiben. Zur Eliminierung der in diesem Strom-Spannungsbereich auftretenden Serienwiderstandseffekte wurde I_K als Funktion von U_L für verschiedene Beleuchtungsintensitäten gemessen. Abbildung 34 zeigt die punktweise aufgenommene I_K - U_L -Charakteristik einer MIS-IL-Solarzelle auf LPCVD-Si bei verschiedenen Temperaturen (Meßaufbau vgl. Abschnitt 3.4.8.3). Die aus den $\log I_K$ - U_L -Meßpunkten durch lineare Regression gemäß Gleichung (43) mit ihren Fehlern berechneten Werte des Idealitätsfaktors liegen im untersuchten Bereich der Stromdichten von 0.001 A/cm^2 bis 0.01 A/cm^2 zwischen $n = 2.12$ und $n = 1.86$ und sind in Tabelle 3 für die verschiedenen Temperaturen angegeben. Ferner sind in Tabelle 3 die I_0 -Werte mit Fehlern angeführt.

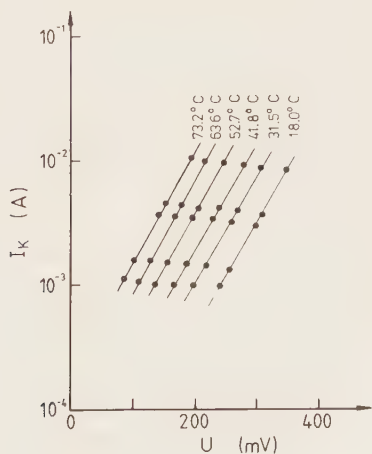


Abbildung 34

I_K - U_L -Meßwerte für verschiedene Beleuchtungsintensitäten einer MIS-IL-Solarzelle auf LPCVD-Silizium bei verschiedenen Temperaturen.

Tabelle 3 Sättigungssperrstromdichte I_0 und Idealitätsfaktor n der „idealen“ Diode einer realen Solarzelle auf LPCVD-Silizium.

T(°C)	$I_0(\text{A/cm}^2)$	n
18.0	$(1.22 \pm 0.07) \cdot 10^{-5}$	2.13 ± 0.02
31.5	$(2.59 \pm 0.23) \cdot 10^{-5}$	2.11 ± 0.04
41.8	$(4.22 \pm 0.09) \cdot 10^{-5}$	2.04 ± 0.01
52.7	$(7.34 \pm 0.02) \cdot 10^{-5}$	2.00 ± 0.00
63.6	$(1.19 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$	1.93 ± 0.01
73.2	$(1.88 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$	1.86 ± 0.03

Bei Raumtemperatur 25 °C erhält man für die Dichte des Sättigungssperrstromes den Wert $I_0 = 2.0 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ und für den Idealitätsfaktor den Wert $n = 2.13$. Aus der Größe des Idealitätsfaktors ist zu ersehen, daß die Strom-Spannungs-Charakteristik durch Generations-Rekombinationsmechanismen bestimmt ist. Durch einen Beitrag der Inversionsschicht [25] über Generations-Rekombinationsmechanismen zur Strom-Spannungs-Charakteristik läßt sich der den Wert $n = 2$ übersteigende Wert des Idealitätsfaktors von $n = 2.12$ erklären (vgl. Abschnitt 2.2.2.1). Eine detaillierte Abschätzung des Beitrages der Inversionsschicht wird für nicht möglich gehalten, da der Idealitätsfaktor für diese Stromkomponente zwischen $n = 2$ und $n = 4$ liegen kann [25].

In Abbildung 35 ist der Logarithmus der Sättigungssperrstromdichte $I_0(T)$ der „idealen“ Diode in Abhängigkeit von der reziproken absoluten Temperatur aufgetragen. Wie aus Abbildung 35 ersichtlich, liegen die Punkte auf einer Geraden, so daß folgender Zusammenhang zwischen T und $I_0(T)$ festgestellt werden kann: $I_0(T) \propto \exp(-E_a/kT)$. Durch lineare Regression läßt sich die Aktivierungsenergie bestimmen zu $E_a = 0.48 \pm 0.01 \text{ eV}$.

Da der Idealitätsfaktor $n = 2.13$ ist, wird unterstellt, daß die Sättigungssperrstromdichte I_0 näherungsweise durch $I_{\text{ORG}} = qn_i W / \tau_e$ aus Gleichung (13); zu beschreiben ist. Nach [21] ist τ_e nur schwach temperaturabhängig, die Weite der Raumladungszone, W , ist ebenfalls nur schwach temperaturabhängig, so daß die Temperaturabhängigkeit von I_{ORG} in sehr guter Näherung durch die exponentielle Temperaturabhängigkeit von n_i gegeben ist. Nach [21] gilt: $n_i \propto \exp(-E_g/2kT)$. Der Bandab-

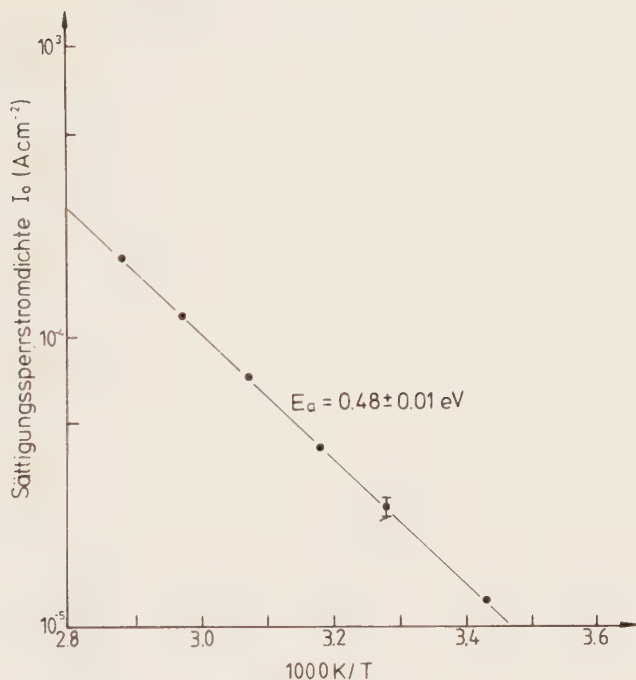


Abbildung 35 Sättigungssperrstromdichte der „idealen“ Diode einer MIS-IL-Solarzelle auf LPCVD-Silizium in Abhängigkeit von der reziproken absoluten Temperatur.

stand E_g ist eine gebrochen rationale Funktion der Temperatur $E_g(T)$ [21], die im Temperaturintervall (18 °C, 74 °C) linearisiert werden kann:

$$E_g(T) = E_g(300 \text{ K}) + \left. \frac{dE_g}{dT} \right|_{300 \text{ K}} \cdot (T - 300 \text{ K}) = E_g(0 \text{ K}) + \left. \frac{dE_g}{dT} \right|_{300 \text{ K}} \cdot T$$

$$\text{denn } E_{g_0} = E_g(0 \text{ K}) = E_g(300 \text{ K}) - \left. \frac{dE_g}{dT} \right|_{300 \text{ K}} \cdot 300 \text{ K}.$$

E_{g_0} ist der vom Bereich um Raumtemperatur auf 0 K extrapolierte Bandabstand, der wegen der Rechtskrümmung des Graphen $E_g(T)$ größer ist als der tatsächliche Bandabstand bei 0 K.

$$n_i \propto \exp(-E_g(T)/2kT) = \exp \left\{ E_{g_0} + \left. \frac{dE_g}{dT} \right|_{300 \text{ K}} T \right\} / 2kT \propto \exp(E_{g_0}/2kT)$$

Da $I_0(T) \propto \exp(-E_a/kT)$, $I_{\text{ORG}} \propto n_i$ und $I_0 \simeq I_{\text{ORG}}$, folgt $E_{g_0} \simeq 2E_a = 0.96 \pm 0.02 \text{ eV}$.

Nach [18] liegt der nach einem gleichen Verfahren durch lineare Extrapolation vom Raumtemperaturbereich aus gewonnene Bandabstand für einkristallines Silizium bei $E_g = 1.21 \pm 0.02 \text{ eV}$.

Diese Differenz $\partial E = 0.25 \text{ eV}$ der Breiten des verbotenen Bandes von LPCVD-Silizium und des verbotenen Bandes von einkristallinem Silizium ist durch die feinkörnige Struktur begründet, bei der eine Ordnung der Atome über weite Bereiche nicht existiert. Nach [47] tritt bei polykristallinem CVD-Silizium eine energetische „Verschmierung“ ΔE der Bandkanten auf, wodurch der Bandabstand verkleinert wird. In [47] wird ΔE im Bereich von $\Delta E = 0.1 \text{ eV}$ bis 0.2 eV angegeben (abhängig von der Korngröße des LPCVD-Siliziums) und obiger Wert von ∂E bestätigt.

4.2.5 Hellkennlinien von MIS-IL-Solarzellen

Abbildung 36 zeigt die Hellkennlinien einer MIS-IL-Solarzelle einer Fläche von 1 cm^2 , hergestellt auf LPCVD-Silizium (Abbildung 36a), und einer MIS-IL-Solarzelle mit 4 cm^2 Fläche auf Wacker-Silso-Material (Abbildung 36b). Ein schematischer Querschnitt beider Solarzellen ist in Abbildung 12a bzw. Abbildung 12b gezeigt. Die Abstattung durch das MIS-Kontaktgitter betrug für die Zelle auf LPCVD-Si, dessen Dichte elektrisch aktiver Akzeptoren bei $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ lag, 33 % (Stegbreite $8 \mu\text{m}$, Stegabstand $22 \mu\text{m}$). Für die Zelle auf Wacker Silso Substrat ($N_A = 8.1 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^3$) betrug die Abschattung 9 % (Stegbreite $6 \mu\text{m}$ (durch Unterätzung), Stegabstand $104 \mu\text{m}$). Meßplatz und Meßverfahren sind in Abschnitt 3.4.8.2 beschrieben.

Um den Einfluß der Abscheidung des Plasma-Si-Nitrids auf die Solarzellenparameter zu verdeutlichen, sind die I-U-Hellkennlinien beider Strukturen vor und nach Si-Nitrid-Beschichtung dargestellt.

Die unbeschichtete Struktur stellt eine typische „grating cell“ mit einer hohen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit dar [46]. Durch die Beschichtung mit Si-Nitrid erhöht sich die auf die Gesamtfläche bezogene Kurzschlußstromdichte der auf LPCVD-Silizium gefertigten Zelle von $I_K = 1.7 \text{ mA/cm}^2$ auf $I_K = 8.3 \text{ mA/cm}^2$ (bezogen auf die aktive Fläche von 2.5 mA/cm^2 auf 12.5 mA/cm^2); die Leerlaufspannung steigt von $U_L = 259 \text{ mV}$ auf $U_L = 331 \text{ mV}$ an. Mit einem Füllfaktor $FF = 0.51$ erhält man einen Wirkungsgrad von $\eta = 1.4\%$ bezogen auf

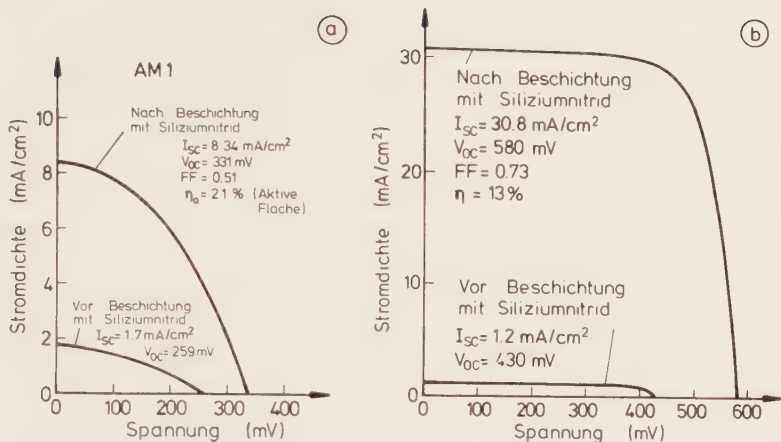


Abbildung 36 Hellkennlinien einer MIS-Inversionsschicht-Solarzelle einer Fläche von 1 cm^2 auf LPCVD-Silizium (a) und einer MIS-Inversionsschicht-Solarzelle einer Fläche von 4 cm^2 auf Wacker-Silso-Material (b) unter AMI entsprechenden Beleuchtungsverhältnissen vor und nach der Beschichtung mit Plasma-Silizium-Nitrid.

die Gesamtfläche der Zelle. Berücksichtigt man nur die optisch aktive Fläche, so beträgt der Wirkungsgrad $\eta_a = 2.1\%$.

Für die Solarzelle auf Wacker Silso-Material ist ein wesentlich stärkerer Anstieg der auf die Gesamtfläche der Zelle bezogenen Kurzschlußstromdichte von $I_K = 1.2 \text{ mA/cm}^2$ auf $I_K = 30.8 \text{ mA/cm}^2$ zu beobachten, die Leerlaufspannung erhöht sich von $U_L = 440 \text{ mV}$ auf $U_L = 580 \text{ mV}$. Der Füllfaktor beträgt $FF = 0.73$. Mit diesen Werten wird ein auf die Gesamtfläche der Zelle bezogener Wirkungsgrad von $\eta = 13.0\%$ erreicht (bezogen auf die optisch aktive Fläche: $\eta_a = 14.4\%$).

Die Auswirkung der Plasma-Si-Nitrid-Beschichtung auf Kurzschlußstrom I_K und Leerlaufspannung U_L wird nach [44]

- (1) der Verminderung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch Wasserstoffpassivierung von Grenzflächenzuständen und Korngrenzen
- (2) der Ausbildung einer Inversionsschicht an der Siliziumoberfläche durch positive Isolatorladungen und
- (3) in geringerem Umfang der Verminderung der Reflexionsverluste an der Oberfläche zugeschrieben.

Die Dichte der positiven Grenzflächenladungen und die Zustandsdichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte wurden an MNOS-Kondensatoren unmittelbar neben der Solarzellenstruktur unter Verwendung der gleichen Plasma-Si-Nitrid-Schicht für die beiden obigen Solarzellen gemessen. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 4.2.1 dargestellt. Der niedrige Wert für die Leerlaufspannung U_L der Solarzelle auf LPCVD-Silizium ist begründet in der hohen Sättigungssperrstromdichte $I_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ der idealen Diode der Solarzelle (Bestimmung von I_0 und n in Abschnitt 4.2.4). Mit dem Idealitätsfaktor $n = 2.13$ erhält man aus Gleichung (42) $U_L = 322 \text{ mV}$. Dieser berechnete Wert für U_L liegt um 9 mV niedriger als der an der Zelle gemessene Wert. Eine mögliche Ursache für diese Differenz kann in der zeitlichen Veränderung der Eigenschaften der Solarzelle durch Beleuchtung liegen (vgl. Kapitel 4.3). Denn nach Aufnahme der Hellkennlinie wurde die Zelle zur Ermittlung des Quantenwirkungsgrades in Abhängigkeit von der Wellenlänge längere Zeit beleuchtet, ehe die I_K - U_L -Messung durchgeführt wurde.

Die Kurzschlußdichte der Solarzelle auf LPCVD-Si erhöht sich von 8.34 mA/cm^2 bei 25°C auf 10.6 mA/cm^2 bei 73°C , die Erhöhung der Kurzschlußstromdichte bezogen auf den Wert bei 25°C beträgt 27% ; für Solarzellen auf Wacker Silso tritt dagegen nur eine Erhöhung der Kurzschlußstromdichte um etwa 5.2% auf (30.8 mA/cm^2 bei 25°C auf 32.4 mA/cm^2 bei 73°C).

Dieser stärkere Anstieg der Kurzschlußstromdichte bei Solarzellen auf LPCVD-Silizium mit der Temperatur weist darauf hin, daß ein Teil der photogenerierten Ladungsträger von Haftstellen eingefangen und somit die effektive Beweglichkeit der Ladungsträger erniedrigt wird [47]. Dadurch wird der Serienwiderstand der Solarzelle erhöht, so daß der relativ geringe Wert des Füllfaktors von $FF = 0.51$ verständlich wird.

Der bisher höchste auf Wacker-Silso-Material mit Inversionsschicht-Solarzellen erreichte auf die gesamte Solarzellenfläche bezogene Wirkungsgrad lag bei $\eta = 12.3\%$ (AM1, 25°C) [18]. Er konnte in dieser Arbeit um 0.7% verbessert werden.

Inversionsschicht-Solarzellen auf feinkörnigem polykristallinen Silizium wurden bisher in der Literatur noch nicht vorgestellt, so daß ein direkter Vergleich nicht möglich ist. Mit p-n Zellen auf CVD-Silizium einer Herstellungstemperatur von 1000°C bis 1150°C konnten AM0-Wirkungsgrad von $\eta = 1.4\%$ erreicht werden [48]. Szydlo et al. berichten

in [49] einen Wirkungsgrad von $\eta = 2.2\%$ für Schottky-Solarzellen auf CVD-Silizium, das bei einer Temperatur von 600°C durch Pyrolyse von Silan abgeschieden wurde.

4.2.6 Externer Quantenwirkungsgrad

Der externe Quantenwirkungsgrad (Abschnitt 3.4.7.4) der photogenerierten Ladungsträger gibt Aufschluß, in welchem Maß Licht einer bestimmten Wellenlänge zum Kurzschlußstrom beiträgt.

Zur Messung des externen Quantenwirkungsgrades $Q(\lambda)$ (Meßaufbau vgl. Abschnitt 3.4.8.4) wurden MIS-IL-Solarzellen, gefertigt auf LPCVD-Silizium, Wacker Silso und einkristallinem Silizium, sowie eine Solarzelle auf einkristallinem Silizium mit diffundiertem p-n-Übergang (AEG HEC-Zelle) herangezogen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 37 gezeigt. Wie ersichtlich, folgt sehr hohen Werten des Quantenwirkungsgrades der MIS-IL-Solarzelle auf LPCVD-Silizium im kurzwelligen Spektralbereich ein rascher Abfall bei höheren Wellenlängen.

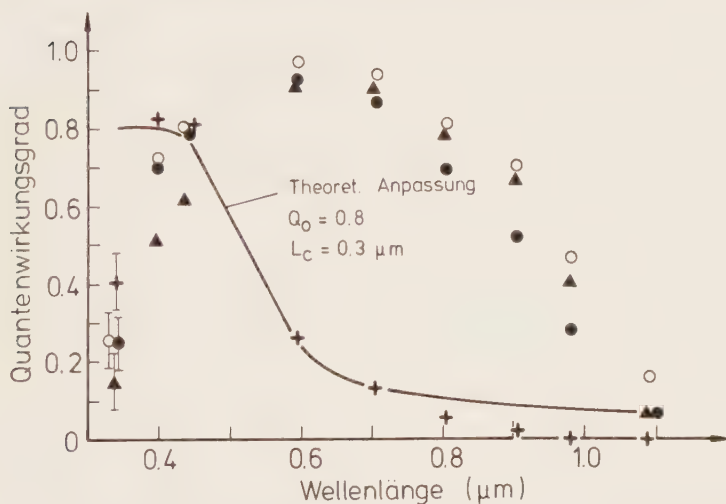


Abbildung 37 Externer Quantenwirkungsgrad von MIS-IL-Solarzellen auf LPCVD-Silizium (+), von MIS-IL-Solarzellen auf Wacker Silso (●), MIS-IL-Solarzellen auf einkristallinem Silizium (○) und einer AEG Solarzelle mit diffundiertem p-n-Übergang (▲).

Um die Ladungsträgersammlungsweite L_c der lichtgenerierten Ladungsträger zu bestimmen, wurde die Beziehung $Q(\lambda) = Q_0 \{1 - \exp(-\alpha(\lambda)L_c)\}$ [49] unter Verwendung der Parameter $Q_0 = 0.8$ und $L_c = 0.3 \mu\text{m}$ an die experimentellen Punkte angepaßt. $\alpha(\lambda)$ ist der Absorptionskoeffizient der Wellenlänge λ (siehe Abschnitt 4.1.8). In [49] wird für die Ladungsträgersammlungsweite der Wert $L_c = 0.2 \mu\text{m}$ angegeben. Beim Substratmaterial handelte es sich in [49] um CVD-Silizium, das bei 660°C abgeschieden wurde. Der Wert von $L_c = 0.3 \mu\text{m}$, der aus der besten Anpassung erhalten wurde, ist vergleichbar mit der maximalen Weite der Raumladungszone $W_m = 0.1 \mu\text{m}$ bis $0.2 \mu\text{m}$, die für die in etwa vorliegende Akzeptorendichte von $N_A \simeq 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ unter Verwendung der parabolischen Verarmungszonennäherung [21] berechnet wurde. Da die Ladungsträgersammlungsweite L_c gleich der Summe aus Weite der Raumladungszone und Diffusionslänge L_n der Minoritätsladungsträger ist, kann L_n größenordnungsmäßig zu $0.1 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden.

Die niedrigen Quantenwirkungsgrade bei höheren Wellenlängen sind eine Folge des kleinen Wertes der Ladungsträgersammlungsweite L_c im Vergleich zur Eindringtiefe der Photonen der entsprechenden Wellenlängen.

Die hohen Werte des Quantenwirkungsgrades bei kurzen Wellenlängen ($340 \text{ nm} - 400 \text{ nm}$), die über den entsprechenden Werten der MIS-IL-Solarzellen auf Wacker Silso und auf einkristallinem Silizium wie auch über den entsprechenden Werten der Solarzelle mit diffundiertem p-n-Übergang liegen, werden den verminderten Reflexionsverlusten infolge einer größeren Oberflächenrauigkeit des feinkörnigen LPCVD-Siliziums als auch der Grenzflächenqualität, wie sie durch die HF- und NF-C(U)-Kurven aufgezeigt wurde, zugeschrieben [44]. Der aktive Wasserstoff, der während der Abscheidung des Siliziumnitrids atomar entsteht, passiviert Korngrenzen und offene Bindungen nur im oberflächennahen Bereich aber nicht im Volumen [44]. Die Ursache ist die geringe Eindringtiefe des Wasserstoffs durch Diffusion wegen der niedrigen Abscheidetemperatur von 220°C .

Nach [18] betragen die Reflexionsverluste einer mit Siliziumnitrid einer Dicke von 760 nm bedeckten ebenen Siliziumoberfläche für Licht der Wellenlänge 340 nm 58% , für Licht der Wellenlänge 398 nm 35% . Bei einer mit Pyramidenstruktur texturierten Oberfläche von einkristallinem (100)-Silizium sinken die Reflexionsverluste wenigstens für Licht der Wellenlänge 340 nm auf 34% und für Licht der Wellenlänge 398 nm auf 12% [50]. Dabei wird vorausgesetzt, daß jeder reflektierte Licht-

strahl, bedingt durch die Pyramidenstruktur, nur noch einmal auf die Oberfläche auftrifft (mehr als zweimaliges Auftreffen auf die Oberfläche ist für einen Teil der einfallenden Lichtstrahlen möglich [50]). Der bei der Wellenlänge 340 nm etwa um den Faktor 1.6 höhere Quantenwirkungsgrad der Solarzelle auf LPCVD-Si gegenüber den IL-Solarzellen auf einkristallinem Si und Wacker Silso läßt sich durch die mindestens um den Faktor 1.6 bei strukturierter Oberfläche erhöhte Absorption erklären. Bei Licht der Wellenlänge 398 nm sind die Reflexionsverluste bei texturierter Oberfläche wenigstens um etwa einen Faktor 3 kleiner als die Verluste bei ebener Solarzellenoberfläche, so daß auch der bei 398 nm höhere Quantenwirkungsgrad der LPCVD-Si-Solarzelle möglich ist.

Die MIS-IL-Solarzelle auf Wacker Silso zeigt die gleiche spektrale Empfindlichkeit bis zu Wellenlängen von 600 nm wie die MIS-IL-Solarzelle auf einkristallinem Si, liegt aber bei höheren Wellenlängen unter den entsprechenden Werten der einkristallinen Zelle aufgrund von Rekombination von Elektron-Loch-Paaren an Korngrenzen [44]. Aus Abbildung 37 ist ferner zu entnehmen, daß der externe Quantenwirkungsgrad der MIS-IL-Solarzelle auf einkristallinem Silizium im kurz- und langwelligen Spektralbereich über dem der Solarzelle mit diffundiertem p-n-Übergang liegt.

Wie schon in Abschnitt 4.1.8 angedeutet, ist beim LPCVD-Silizium ein Beitrag des einkristallinen Substrats zum photovoltaischen Effekt wegen der im Vergleich zur Schichtdicke des LPCVD-Siliziums von $5\text{ }\mu\text{m}$ kleinen Ladungsträgersammlungsweite $L_c = 0.3\text{ }\mu\text{m}$ auszuschließen.

4.3 Stabilitätsuntersuchungen an MIS-IL-Solarzellen mit Plasma-Silizium-Nitrid als Dielektrikum

In diesem Kapitel werden die Veränderungen der die MIS-IL-Solarzellen mit Plasma-Si-Nitrid charakterisierenden Kenngrößen in Abhängigkeit von Beleuchtungszeit und spektraler Intensitätsverteilung des zu Testzwecken verwendeten Lichtes untersucht. Schließlich werden die physikalischen Ursachen für die Degradation dieser Solarzellen erläutert.

Degradationerscheinungen werden nicht nur an MIS-IL-Solarzellen mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid, die im folgenden Gegenstand der Untersuchung sein werden, beobachtet, sondern auch an MIS-IL-Solarzellen mit Dielektrikum Siliziummonoxid (SiO_2) [51] und an Solar-

zellen mit Heteroübergängen ($\text{SnO}_2/\text{n-Si}$ - und $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}/\text{n-Si}$ -Heteroübergänge) [52].

Für die Stabilitätsuntersuchungen wurde als Substratmaterial für MIS-IL-Solarzellen ausschließlich Wacker Silso verwendet, da auf diesem Material größere Stückzahlen von Solarzellen mit praktisch identischem Ausgangszustand hinsichtlich Hell- und Dunkelkennlinien gefertigt werden konnten. Die AM1-Wirkungsgrade lagen im Ausgangszustand zwischen 10% und 11.5%, die Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte, gemessen an MNOS-Kondensatoren am Rande der Solarzellenstruktur, betrug im Ausgangszustand $D_{\text{IT}} = (4 \pm 1) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$. Eine Abhängigkeit (im Rahmen der Meßgenauigkeit) der Grenzflächenzustandsdichte vom Ort des Meßkondensators auf der Probe konnte nicht beobachtet werden, also scheinen unterschiedliche Orientierungen der Körner des Substratmaterials keine bedeutende Rolle zu spielen. Trotz dieses Ergebnisses erfolgte die Messung der Dichte schneller Grenzflächenzustände in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit an Proben auf einkristallinem, (100) orientiertem, p-dotiertem Substratmaterial eines spezifischen Widerstandes $1.5 \text{ } \Omega\text{cm} \leq \rho \leq 2.5 \text{ } \Omega\text{cm}$. Der Ausgangszustand für D_{IT} lag bei $(3 \pm 0.8) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$.

Zwar wurden die MIS-IL-Solarzellen auf grobkörnigem polykristallinen Siliziumsubstrat mit Körnern von mehreren Millimetern Durchmesser gefertigt, aber eben wegen der großen einkristallinen Kornbereiche, kann das Material als „lokal“ einkristallin angesehen werden. Weiterhin ist die Fläche der MNOS-Kondensatoren zur Messung der Grenzflächenzustandsdichte deutlich kleiner als die Fläche eines jeden Kornes, so daß gleich einkristallines Material verwendet wurde, um über größere Bereiche homogene Orientierung und Dotierung des Substrats sicherzustellen zur Ausschaltung eventuell möglicher Korngrenzen- und Orientierungseinflüsse, die wegen der erforderlichen relativ großen Anzahl von Messungen an einer Probe (4 – 5 Messungen an einer Probe für eine Beleuchtungszeit) nur vermeidbare Fehler und größere Ungenauigkeiten hätten einbringen können.

4.3.1 Zeitabhängige Änderung von Leerlaufspannung, Kurzschlußstrom, Füllfaktor und Wirkungsgrad einer MIS-IL-Solarzelle bei Beleuchtung mit einer GE-ELH-Lampe

Während des gesamten Beleuchtungsversuches unter AM1-ähnlichen Verhältnissen war die Solarzelle kurzgeschlossen. Ihr Ausgangswirkungs-

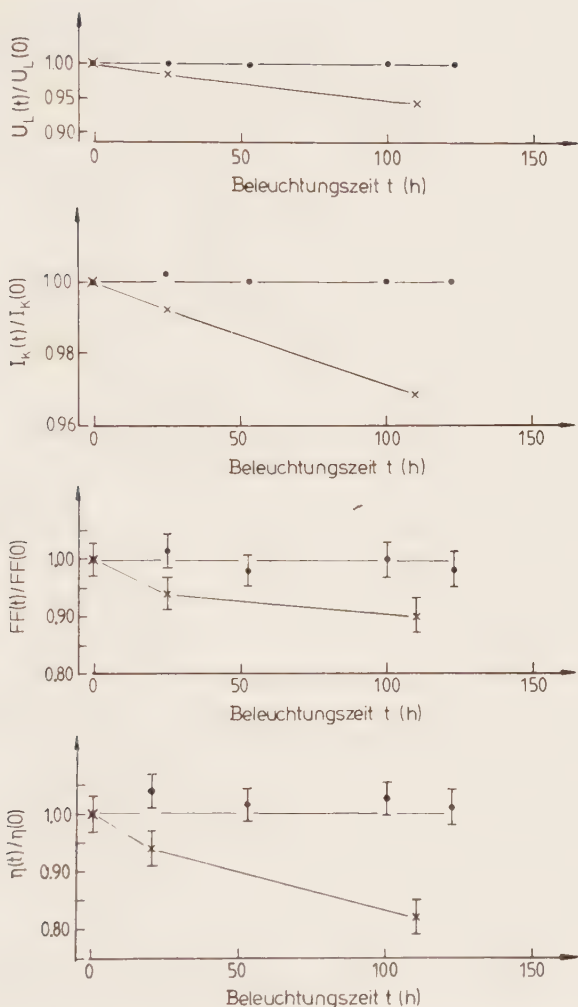


Abbildung 38 Die auf jeweils ihren Ausgangswert normierten Werte der Leerlaufspannung $U_L(t)$, des Kurzschlußstromes $I_K(t)$, des Füllfaktors $FF(t)$ und des auf die gesamte Solarzellenfläche bezogenen Wirkungsgrades $\eta(t)$ einer MIS-IL-Solarzelle (auf Wacker Silso) mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid in Abhängigkeit von der Dauer t der Beleuchtung durch eine ELH-Lampe ohne (x) und mit (•) Verwendung des Kantenfilters GG 400.

grad betrug 11.5%, die Dichte positiver Grenzflächenladungen belief sich auf $Q_N/q = (2.5 \pm 0.4) \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$. Die Probentemperatur betrug $25.0 \pm 0.2^\circ\text{C}$. Einzelheiten des Meßaufbaus sind in Abschnitt 3.8.2 bereits ausführlich erläutert worden.

Abbildung 38 zeigt eine typische Änderung der auf ihren Ausgangswert normierten Leerlaufspannung $U_L(t)$, des auf den Ausgangswert vor Beleuchtung normierten Kurzschlußstromes $I_K(t)$, des auf seinen Ausgangswert normierten Füllfaktors $FF(t)$ und des ebenfalls auf seinen Ausgangswert normierten AM1-Wirkungsgrades $\eta(t)$ in Abhängigkeit von der Dauer t der Beleuchtung durch eine ELH-Lampe mit und ohne Verwendung des Kantenfilters GG 400. Den Reintransmissionsgrad dieses Filters in Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigt Abbildung 39. Befand sich der Filter im Strahlengang der ELH-Lampe, so wurde die Intensität der Lampe durch Verringerung des Abstandes Solarzelle-Lampe so erhöht, daß der Kurzschlußstrom den gleichen Wert wie ohne Filter erhielt, um eine konstante Belastung des MIS-Kontaktes zu gewährleisten.

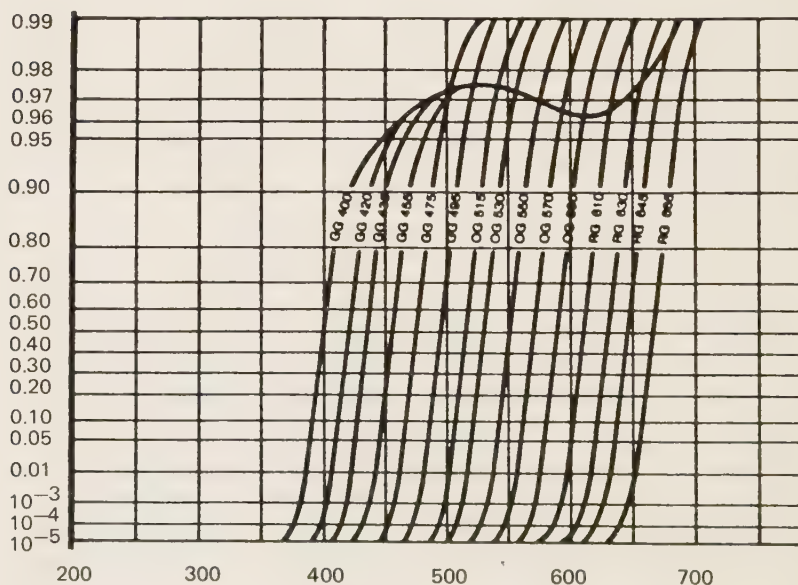


Abbildung 39 Reintransmissionsgrad verschiedener Kantenfilter als Funktion der Wellenlänge (Werksangabe Firma Schott).

Bei Verwendung des Kantenfilters GG 400 ist selbst nach 122 h Beleuchtung keine Veränderung von Leerlaufspannung, Kurzschlußstrom, Füllfaktor und Wirkungsgrad festzustellen. Die Schwankungen des Füllfaktors und des Wirkungsgrades liegen innerhalb der Fehlergrenzen und sind hauptsächlich auf Ungenauigkeiten bei der graphischen Ermittlung des Füllfaktors zurückzuführen. Ohne Filter hingegen sinkt die Leerlaufspannung innerhalb 110h auf 94 % ihres Ausgangswertes, von 570 mV auf 535 mV, der Kurzschlußstrom auf 97 % seines Ausgangswertes, von 125 mA auf 121 mA, ab. Verbunden mit einer 10%igen Abnahme des Füllfaktors der Solarzelle beträgt der Wirkungsgrad nur noch 82 % des Ausgangswertes, also 9.4 % (AM1), nach 110h ELH-Dauerbeleuchtung.

Durch den Kurzschlußbetrieb der Solarzelle bei Beleuchtung durch eine ELH-Lampe mit und ohne Kantenfilter wurde gleichzeitig der MIS-Kontakt einer Dauerbelastung unterzogen, die allerdings keine Schädigung des Kontaktes im Untersuchungszeitraum erkennen ließ, wie die stabilen Solarzellendaten bei Beleuchtung durch den Kantenfilter GG 400 belegen. A priori konnte aber eine Degradation des Kontaktes nicht ausgeschlossen werden.

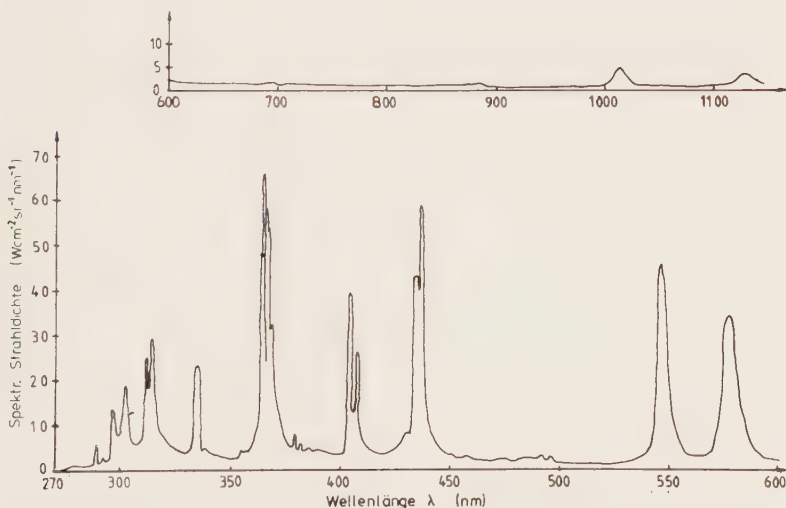


Abbildung 40 Spektrale Strahldichte der Quecksilberdampfhochdrucklampe HBO 200 W/2 als Funktion der Wellenlänge (nach Unterlagen der Firma Osram).

In den in den folgenden Abschnitten vorzustellenden Ergebnissen von Solarzellentests befanden sich die Solarzellen im Leerlaufbetrieb. Eine Abhängigkeit der Degradationsgeschwindigkeit vom Betriebszustand der Solarzelle wurde nicht untersucht, da im folgenden die Ursachen der Degradation geklärt werden sollen. Degradationserscheinungen werden allerdings in jedem Betriebszustand beobachtet.

Aufgrund dieses Ergebnisses (Degradation zeigt Wellenlängenabhängigkeit) wurde eine Beleuchtungsquelle verwendet, die besonders im kurzwelligen Spektralbereich eine höhere Intensität aufweist, um eine Beschleunigung der Degradation und eine Verkürzung der Beleuchtungszeiten zu erreichen. Als Lichtquelle wurde eine Osram Quecksilberdampf-Hochdrucklampe HBO 200 W/2 (fortan HBO-Lampe) herangezogen, deren spektrale Intensitätsverteilung Abbildung 40 zeigt (nach Unterlagen der Firma Osram).

4.3.2 Einfluß der Beleuchtung mit der HBO-Lampe auf die Kenngrößen der Hellkennlinie, auf den Sättigungssperrstrom der „idealen“ Diode, den Idealfaktor sowie den Serienwiderstand der Solarzelle

Zunächst wird in diesem Abschnitt abgeschätzt, in welchem Maß die Degradation einer MIS-IL-Solarzelle durch eine HBO-Lampe gegenüber Lichtquellen mit AM0- bzw. AM1-Spektrum beschleunigt wird. Anschließend werden die experimentellen Ergebnisse über die Abhängigkeit der Solarzellengrößen von der Dauer der Beleuchtung durch die HBO-Lampe vorgestellt.

In der folgenden Abschätzung werden u. a. die totalen Strahlungsleistungen für Wellenlängen kleiner 300 nm bzw. 350 nm der verschiedenen Lichtquellen (HBO-Lampe, Lichtquelle mit AM0- bzw. AM1-Spektrum) miteinander verglichen. Die Wahl dieser Grenzwellenlängenwerte wird durch die Ergebnisse der Abschnitte 4.3.8 bzw. 4.3.5 verständlich.

Die am Ort der Probe einfallende totale Strahlungsleistung der HBO-Lampe betrug 186 mW/cm^2 , die totale Strahlungsleistung für Wellenlängen kleiner 300 nm betrug 5.1 mW/cm^2 , für Wellenlängen kleiner 350 nm 31 mW/cm^2 (Ermittlung dieser Werte mit geeichter Thermosäule unter Verwendung von Abbildung 40). Im Vergleich dazu beträgt die totale Strahlungsleistung für Wellenlängen kleiner 300 nm im

AM0-Spektrum (siehe Abbildung 9) 1.7 mW/cm^2 , für Wellenlängen kleiner 350 nm im AM0-Spektrum circa 7 mW/cm^2 . Die totale Strahlungsleistung für Wellenlängen kleiner 350 nm beträgt im AM1-Spektrum (Abbildung 9) circa 4 mW/cm^2 . Man kann also sagen, daß die Solarzelle bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe einer etwa dreimal höheren Belastung im UV-Bereich ausgesetzt ist als bei einem Einsatz im erdnahen Weltraum und einer etwa zehnmal höheren Belastung als an der Erdoberfläche (AM1). Berechnet man die totale Strahlungsleistung, die in den ersten 100 nm der Solarzelle absorbiert wird, so erhält man für das AM0-Spektrum eine mittlere Leistungsdichte von circa 0.8 kW/cm^3 , für das AM1-Spektrum eine mittlere Leistungsdichte von circa 0.25 kW/cm^3 und für das Spektrum der HBO-Lampe eine solche von circa 3 kW/cm^3 . Die ersten 100 nm des Siliziumsubstrats werden bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe knapp viermal stärker belastet als dies im erdnahen Weltraum der Fall wäre und etwa zwölfmal stärker als auf der Erdoberfläche.

Um eine Degradation der Solarzellen durch eine gleichzeitig durch die Strahlungsabsorption erhöhte Temperaturbelastung annähernd auszuschließen, wurden Solarzellen im Labor im Licht einer ELH-Lampe, die ein AM1-ähnliches Spektrum aufweist, mit der Strahlungsintensität 300 mW/cm^2 (entspricht 3 AM1) für zwei Stunden im Kurzschlußbetrieb getestet. Wie aus obiger Abschätzung zu entnehmen ist, wird dadurch in den ersten 100 nm des Substratmaterials etwa die gleiche thermische Belastung, die durch den Kurzschlußbetrieb durch Ohmsche Wärme nur verstärkt wird, wie unter AM0-Verhältnissen erreicht. Während des Tests floß ein Kurzschlußstrom einer Dichte von 90 mA/cm^2 . Eine Degradation der Solarzellenparameter, Leerlaufspannung U_L , Kurzschlußstrom I_K , Füllfaktor FF und Wirkungsgrad η , unter AM1 entsprechenden Verhältnissen trat nicht auf.

Eine thermische Schädigung der Solarzellen bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe ist demnach mit großer Sicherheit nicht zu befürchten.

Die Beleuchtungstests mit der HBO-Lampe stellen also beschleunigte Stabilitätstests dar. Verglichen mit AM1-Verhältnissen ist als Beschleunigungsfaktor bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe etwa der Wert zehn, verglichen mit AM0-Verhältnissen nur etwa der Wert vier anzusetzen.

Während der Beleuchtung durch die HBO-Lampe betrug die Temperatur am Ort der Probe etwa 35°C , die Solarzellen befanden sich im Leerlaufbetrieb. Der AM1-Wirkungsgrad des Ausgangszustandes der

untersuchten Zellen lag bei 11.1%, die Dichte der positiven Grenzflächenladungen Q_N/q bei $(2.4 \pm 0.4) \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$.

Nach Beleuchtung der Zelle für t Minuten wurden Hell- und Dunkelkennlinie der Solarzelle, sowie Sättigungsperrstrom und Idealitätsfaktor der „idealen“ Diode der Solarzelle gemessen (vgl. Abschnitt 3.4.8.1 bis 3.4.8.3). An den Dunkelkennlinien konnte innerhalb der einstündigen Beleuchtungszeit keine den Rahmen der Meßgenauigkeit wesentlich übersteigende Änderung beobachtet werden, so daß keine graphische Darstellung der Dunkelkennlinien erfolgt. Q_N/q nahm innerhalb von 1 h um 7% ab.

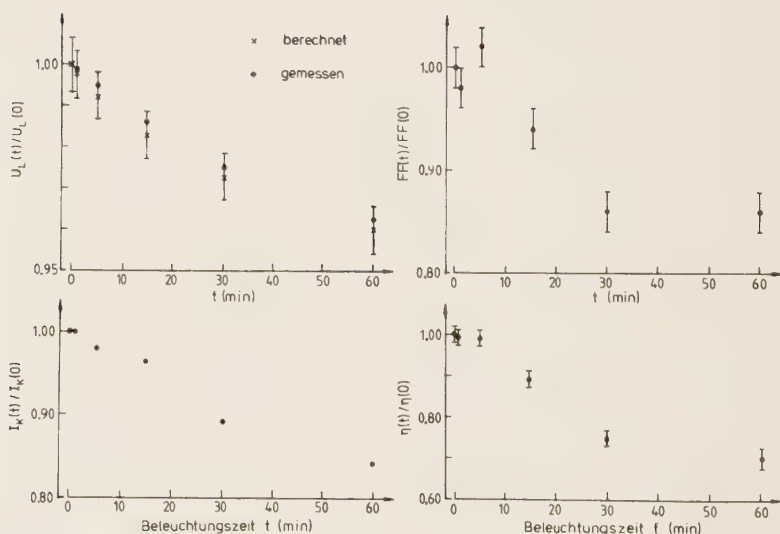


Abbildung 41 Typischer zeitlicher Verlauf der auf ihren Ausgangswert normierten Größen Leerlaufspannung U_L , Kurzschlußstrom I_K , Füllfaktor FF und Wirkungsgrad η einer MIS-IL-Solarzelle (auf Wacker Silso) mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe. Eingezeichnet sind ferner die nach Gleichung (41) aus $I_0(t)$, $n(t)$ (s. Abbildung 42) und $I_K(t)$ mit ihren Fehlern berechneten Werte der Leerlaufspannung $U_L(t)$.

Abbildung 41 zeigt den zeitlichen Verlauf der auf ihren Ausgangswert normierten Größen Leerlaufspannung, Kurzschlußstrom, Füllfaktor und Wirkungsgrad. Innerhalb 60 min fällt bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe die Leerlaufspannung U_L auf bis 96.3 % ihres Ausgangswertes von 568 mV ab. Der Kurzschlußstrom nimmt um 15 % bezogen auf den Ausgangswert von 123 mA ab, die relative Änderung des Füllfaktors beträgt 14 %. Als Folge der Änderung dieser drei Größen ist ein Absinken des Wirkungsgrades um 30 %, von 11.1 % auf 7.8 %, zu beobachten.

Abbildung 42 zeigt eine deutliche Zunahme des Sättigungssperrstromes I_0 der „idealen“ Diode von $5.8 \cdot 10^{-9}$ A auf $1.7 \cdot 10^{-8}$ A. Der Idealfaktor n erhöht sich von $n = 1.27$ auf $n = 1.32$.

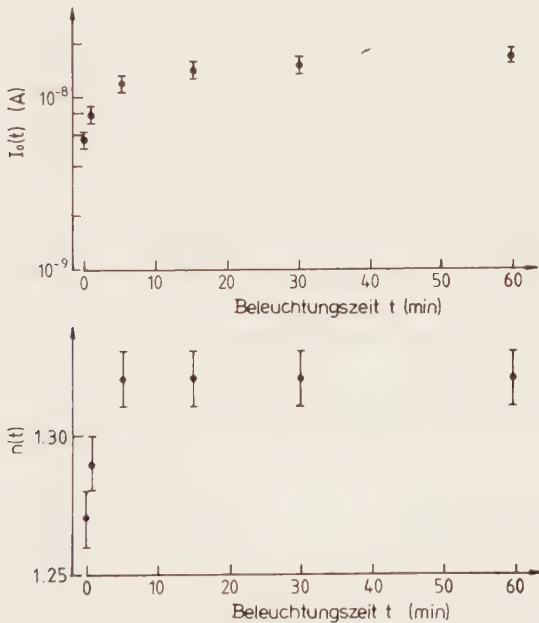


Abbildung 42 Aus I_K - U_L -Messungen bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten durch lineare Regression ermittelte Sättigungssperrströme I_0 und Idealfaktoren n der „idealen“ Diode einer MIS-IL-Solarzelle in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit durch eine HBO-Lampe.

Durch die Einwirkung kurzweiliger Strahlung treten offenbar zusätzliche Strommechanismen auf oder werden vorhandene unerwünschte Strommechanismen verstärkt, die einen Anstieg des Sättigungssperrstromes nach sich ziehen. Aus der Erhöhung des Idealitätsfaktors geht eine Verschiebung der Strommechanismen zugunsten von Generations-Rekombinationsmechanismen hervor (vgl. Abschnitt 3.4.7.1). In Abschnitt 4.3.4 wird der Anstieg des Sättigungssperrstromes auf die Schädigung der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche durch Photonen kurzer Wellenlänge zurückgeführt werden. Aus den gemessenen Größen Kurzschlußstrom $I_K(t)$, Sättigungssperrstrom $I_0(t)$ und Idealitätsfaktor $n(t)$ läßt sich nach Gleichung (41) die Leerlaufspannung $U_L(t)$ berechnen (t = Beleuchtungszeit). Diese Werte sind mit ihren Fehlern in Abbildung 41 eingetragen. Durch die relativ gute Übereinstimmung berechneter und gemessener $U_L(t)$ -Werte kann die Abnahme der Leerlaufspannung auf den Anstieg des Sättigungssperrstromes $I_0(t)$ und des Idealitätsfaktors $n(t)$ und die Abnahme des Kurzschlußstromes $I_K(t)$ mit der Beleuchtungszeit t zurückgeführt werden.

Der Serienwiderstand der Solarzelle, der wie bei den MIS-Dioden in Abschnitt 4.2.3 ermittelt wurde, nimmt mit der Beleuchtungszeit zu, wie aus Abbildung 43 zu ersehen ist. Die Erhöhung des Serienwiderstandes läßt sich nur durch eine Veränderung des Widerstandes der Inversionsschicht bei Beleuchtung mit Licht einer Wellenlänge kleiner 400 nm erklären (vgl. Abschnitt 4.3.1: bei Verwendung des Kantenfilters GG 400 bleiben sämtliche Solarzellendaten unverändert). Nach [53] trägt zusätzlich zum Anstieg des Serienwiderstandes R_S die Zunahme des Sättigungssperrstromes I_0 (Abbildung 42) zur Abnahme des Füllfaktors der Solarzelle bei. Der dabei beobachtete geringfügige

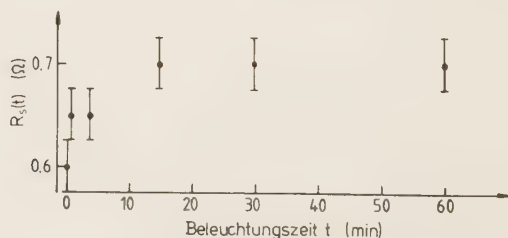


Abbildung 43 Serienwiderstand R_S einer MIS-IL-Solarzelle in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit t (Beleuchtung mit HBO-Lampe).

Anstieg des Idealitätsfaktors mit der Beleuchtungszeit t (HBO-Lampe) führt zu einem vernachlässigbaren gegenläufigen Effekt bei der Abnahme des Füllfaktors [53].

Aus diesen Untersuchungen allein kann kein Verständnis der Degradationsmechanismen gewonnen werden. Es sind die Ursachen für die Zunahme des Sättigungssperrstromes I_0 und des Serienwiderstandes, und für die Abnahme des Kurzschlußstromes zu klären. Zu diesem Zweck werden im nächsten Abschnitt der Einfluß der Beleuchtung mit der HBO-Lampe auf die Dichte schneller Grenzflächenzustände an MNOS-Kondensatoren untersucht. Im übernächsten Abschnitt werden die Konsequenzen für den Serienwiderstand zu erklären, und der Anstieg des Sättigungssperrstromes und die Abnahme des Kurzschlußstromes gegenüber den Ausgangswerten zu deuten versucht.

Durch 15-minütige Temperung der Solarzellen bei 300°C ließen sich nach erfolgter Schädigung der Solarzellen durch Beleuchtung mit der ELH- oder HBO-Lampe die Ausgangswerte der Hellkennlinien wieder erlangen. Diese Möglichkeit des Rücktemperns liegt begründet in dem Wiedererreichen einer Grenzflächenzustandsdichte gleich oder besser dem Ausgangszustand und einer Dichte positiver Grenzflächenladungen gleich dem Ausgangszustand. Beide Gesichtspunkte werden in den Abschnitten 4.3.3 bzw. 4.3.6 abgehandelt.

4.3.3 Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Beleuchtung mit einer HBO-Lampe

In diesem Abschnitt wird die Dichte schneller Grenzflächenzustände nach der quasistatischen Methode in Abhängigkeit von der Dauer der Beleuchtung durch eine HBO-Lampe untersucht.

Die Plasma-Si-Nitrid-Schichten der MNOS-Kondensatoren, mit Hilfe derer die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Ergebnisse gewonnen wurden, wurden bei einer 40°C höheren Temperatur, also bei 260°C , als die der MIS-IL-Solarzellen, unter Beibehaltung aller sonstigen Parameter, wie Druck, Gasverhältnisse und der in das Plasma eingekoppelten Leistung, abgeschieden. Diese Maßnahme wurde ergriffen, um die Eigenschaften der Grenzfläche hinsichtlich Grenzflächenzustandsdichte zu verbessern und so exaktere Abhängigkeiten der Grenzflächenzustandsdichte von der Beleuchtungszeit in einem Bereich der Zustandsdichte zu ermöglichen, in dem die quasistatische Methode Aussagen mit dem geringsten systematischen Fehler erlaubt.

Für die in diesem Abschnitt untersuchten Proben hatte die Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte vor Beleuchtung mit der HBO-Lampe den Wert $D_{IT} = (3.0 \pm 0.8) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$, die Dichte positiver Grenzflächenladungen den Wert $Q_N/q = (1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$. Während der Beleuchtung durch die HBO-Lampe betrug die Proben-temperatur 35°C (thermische Belastung vgl. Abschnitt 4.3.2).

Zur Durchführung der Messung wurde eine mit Plasma-Si-Nitrid beschichtete einkristalline Siliziumscheibe in mehrere kleine Bruchstücke zerlegt; die Bruchstücke wurden unterschiedlich lange dem Licht der HBO-Lampe ausgesetzt. Die Proben wurden, wie in Abschnitt 3.2.3

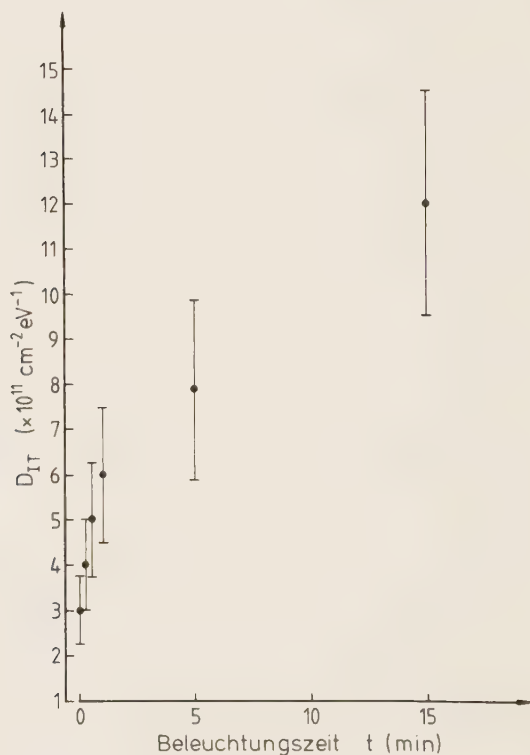


Abbildung 44 Zeitliche Abhängigkeit der Dichte D_{IT} schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte in Abhängigkeit von der Zeitdauer t der Beleuchtung durch eine HBO-Lampe.

beschrieben, zur Herstellung von MNOS-Kondensatoren verwendet; Abbildung 12d zeigt den Querschnitt eines solchen Kondensators. Die Fläche des Al-Kontaktes betrug 0.207 mm^2 . Bzgl. Meßmethode und Meßaufbau sei auf die Abschnitte 2.3 bzw. 3.4.9 verwiesen.

Abbildung 44 zeigt die nach der quasistatischen Methode bestimmte Dichte D_{IT} schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte in Abhängigkeit von der Dauer der Beleuchtung durch eine HBO-Lampe. Vom Ausgangszustand $D_{IT} = (3.0 \pm 0.8) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$ steigt die Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte innerhalb 15 min auf $D_{IT} = (1.2 \pm 0.25) \cdot 10^{12} \text{ 1/eVcm}^2$ an. Eine Veränderung von Q_N/q (nach Gleichung (35)) ist innerhalb dieses Zeitraumes nicht zu beobachten, da die Flachbandspannung U_{FB} konstant bleibt.

Abbildung 45 zeigt die Verteilung der Zustandsdichte D_{IT} über die Breite des verbotenen Bandes für die Ausgangsprobe und für die Proben

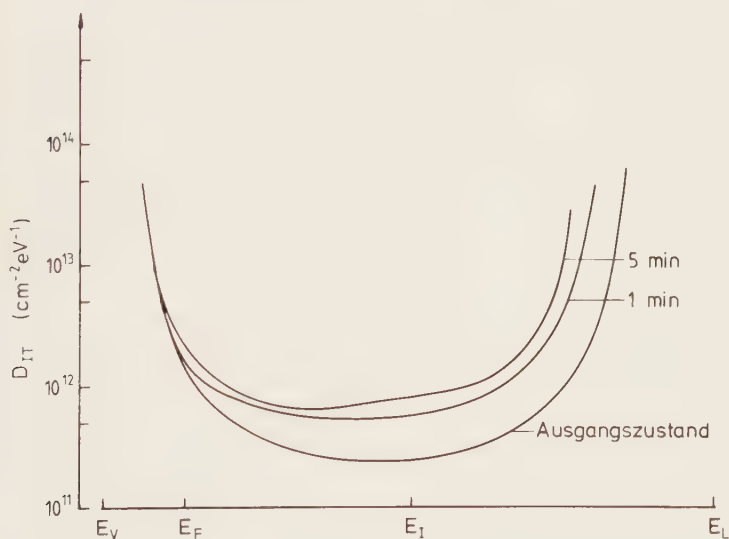


Abbildung 45 Verteilung der Zustandsdichte D_{IT} schneller Grenzflächenzustände über die Breite des verbotenen Bandes. Eingetragen sind der Ausgangszustand, der Zustand nach 1 min Beleuchtung durch die HBO-Lampe (1 min), sowie nach 5 min Beleuchtung durch die HBO-Lampe (5 min).

nach einminütiger bzw. fünfminütiger Beleuchtung durch die HBO-Lampe. Über den gesamten Bereich des verbotenen Bandes tritt ein kontinuierlicher Anstieg der Dichte D_{IT} schneller Grenzflächenzustände mit der Beleuchtungszeit (HBO-Lampe) auf. Eine massive Erhöhung von D_{IT} ist in der Nähe der Leitungsbandkante E_L zu beobachten, da sich der Energiewert E_{12} , für den die Zustandsdichtefunktion $D_{IT}(t, E)$ (E = Energie) mit der Beleuchtungszeit t als Parameter den Wert $D_{IT}(t, E_{12}) = 1 \cdot 10^{12} \text{ 1/eVcm}^2$ erreicht, mit wachsender Beleuchtungszeit zu niedrigeren Energiewerten verschiebt.

Ein relatives Maximum in der Verteilung von D_{IT} über das verbotene Band kann im Gültigkeitsbereich (siehe z. B. [33]) der quasistatischen Methode nicht festgestellt werden. Dagegen wird ein charakteristisches Maximum von D_{IT} , das etwa 0.20 eV über dem intrinsischen Niveau liegt, bei Elektronenbestrahlung (25 keV) von MOS-Bauelementen (MOS = Metal-Oxide-Semiconductor, das Oxid ist hier thermisches Siliziumdioxid) beobachtet [55].

UV- und Röntgenstrahlung führen bei MOS-Bauelementen mit thermischem Siliziumoxid ebenfalls zu strahlungsbedingter Zunahme von Grenzflächenzuständen [56, 57].

Im folgenden werden zwei Modelle, die die strahlungsinduzierte Generation von Grenzflächenzuständen bei Siliziumdioxid erklären sollen, kurz vorgestellt: Das erste, das "hole trapping"-Modell [33], geht von der Beobachtung aus, daß der Aufbau einer positiven Raumladung im SiO_2 von einer dazu proportionalen Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte begleitet ist [58]. Elektron/Loch-Paare werden durch die ionisierende Strahlung im Oxid generiert. Die untere Grenze für die Strahlungsenergie liegt bei 8 eV [57], diese Energie entspricht dem Bandabstand von Siliziumdioxid. Elektronen können die dielektrische Schicht verlassen, wogegen Löcher von Haftstellen im Siliziumdioxid, deren Konzentration besonders nahe der Grenzfläche zum Halbleiter sehr groß ist, durch Coulombanziehung eingefangen werden. Grenzflächenzustände werden als mit Löchern gefüllte Ladungszentren (Haftstellen) in unmittelbarer Nähe der SiO_2/Si -Grenzfläche gedeutet [59]. Eine direkte Strahlungsschädigung der Grenzfläche wird in [33] nicht ausgeschlossen.

Das zweite Modell ("broken bond"-Modell) [60, 61] sieht die Ursache für die Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte bei Bestrahlung mit Elektronen in der Tatsache, daß durch Elektronen verspannte Bindun-

gen ("strained bonds") im SiO_2 aufgebrochen werden, wodurch strukturelle Veränderungen des Isolators auftreten. Als Folge davon brechen viele Bindungen an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche auf, wodurch Grenzflächenzustände generiert werden.

Wie bereits weiter oben erwähnt, wurde trotz Erhöhung der Dichte schneller Grenzflächenzustände (Abbildung 45) mit der Beleuchtungszeit bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben keine Änderung der Grenzflächenladungsdichte beobachtet – U_{FB} und damit Q_{N}/q blieben konstant.

Zwar könnte die zeitliche Konstanz von U_{FB} verstanden werden durch die photoneninduzierte Abnahme positiver Grenzflächenladungen, die in Abschnitt 4.3.6 erörtert wird und eine Zunahme von U_{FB} bewirkt, und durch die entgegengesetzt gleiche Änderung der Anzahl donatorartiger Grenzflächenzustände nahe der Leitungsbandkante, die die Flachbandspannung ins Negative verschieben; doch dürfte obiger Vorgang ziemlich unwahrscheinlich sein, so daß die Übertragbarkeit des "hole trapping"-Modells auf die Grenzfläche Si-Nitrid/Si-Oxid/Si nicht gegeben zu sein scheint.

T. P. Ma [62] und P. V. Dressendorfer [63] stellten übereinstimmend fest, daß in thermischen Siliziumdioxidschichten einer Dicke kleiner 5 nm, die von den Ladungsträgern noch durchtunnelt werden können, keine Generation von Grenzflächenzuständen durch Elektronenstrahlen zu beobachten ist.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben lag aufgrund der Präparationsbedingungen die Dicke der natürlichen Siliziumoxidschicht im Bereich 0.6 nm bis höchstens 1.0 nm, wie ellipsometrische Messungen zeigten. Unter Berücksichtigung von [62] und [63] dürfte daher der Grenzfläche Siliziumoxid/Siliziumnitrid bei der Generation von Grenzflächenzuständen eine bedeutende Rolle zukommen. In Abschnitt 4.3.9 wird ein Versuch unternommen, die optische Generation von Grenzflächenzuständen bei MNOS-Strukturen zu erklären.

Temperung für 20 min bei 300°C der durch Beleuchtung mit der HBO-Lampe geschädigten Proben führte zu den in Tabelle 4 zusammengefaßten Ergebnissen. Auffällig ist, daß bei Probe 2 gerade der Ausgangszustand erreicht wird, während bei Probe 1 D_{IT} deutlich unter den Wert des Ausgangszustandes sinkt. Die Änderung der Zustandsdichte beträgt bei Probe 1 $\Delta D_{\text{IT}} = 7 \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$, bei Probe 2 $\Delta D_{\text{IT}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$; beide Änderungen von D_{IT} liegen nahe beieinander. Auf-

Tabelle 4 Einfluß der Temperung bei 300 °C auf die Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte von durch Beleuchtung mit der HBO-Lampe geschädigten Proben:

	Beleuchtungszeit	D_{IT} (vor Temperung)	D_{IT} (nach Temperung)
Probe 1	5 min	$(8 \pm 2) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$	$(1 \pm 0.3) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$
Probe 2	15 min	$(12 \pm 3) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$	$(3 \pm 0.8) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$

grund dieser Beobachtung besteht Anlaß zu der Vermutung, daß weniger die durch das Licht der HBO-Lampe geschaffenen Defekte beim Tempern wiederausgeheilt werden (im Sinne von Restauration), als vielmehr daß der bei der Temperung von Plasma-Si-Nitridschichten bis zu 500 °C beobachtete Übergang von Wasserstoffatomen von der N-H-Bindung zur Si-H-Bindung auftritt [64] und zur Verminderung der Grenzflächenzustandsdichte führt. Eine endgültige Beantwortung dieser Frage bedarf aber noch weiterer Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden.

Zwar wurde die Grenzflächenzustandsdichte als Funktion der Beleuchtungszeit an einkristallinem Substrat untersucht, doch erscheint es berechtigt, die Ergebnisse erstens wegen des großen Durchmessers der Körner des Wacker Silso-Materials ("lokal einkristallin") und zweitens wegen des fast gleichen Ausgangszustandes der Grenzflächenzustandsdichte bei den Solarzellen und obigen Proben auch quantitativ auf die Solarzellendegradation zu übertragen.

Der Zusammenhang zwischen der Grenzflächenzustandsdichte, die mit der Dauer der Beleuchtung durch die HBO-Lampe ansteigt, und der Solarzellendegradation wird im nächsten Abschnitt behandelt.

4.3.4 Einfluß der Grenzflächenzustände auf die Hellkennlinie der Solarzelle

In diesem Abschnitt wird ein Zusammenhang zwischen der Leerlaufspannung und den durch Grenzflächenzustände hervorgerufenen Strommechanismen teils quantitativ, teils qualitativ vorgestellt. Ferner werden die Abnahme des Kurzschlußstromes und des Füllfaktors mit zunehmender Dauer der Beleuchtung durch die HBO-Lampe zu deuten versucht.

Eigene Untersuchungen der Abhängigkeit der effektiven Beweglichkeit der Inversionsschichtelektronen von der Dichte schneller Grenzflächenzustände werden nicht vorgestellt. Zwar wurde entsprechend den Ausführungen der Abschnitte 3.4.10.1 und 3.4.10.2 versucht, die effektive Kanalbeweglichkeit zu bestimmen, doch ließen sich die Messungen der Beweglichkeit an MNOS-Feldeffekttransistoren, deren Gateisolator nur 5 min mit der HBO-Lampe beleuchtet wurde, nicht mehr durchführen, da für Drain-Source-Spannungen kleiner 50 mV (vgl. Abschnitt 3.4.10.1) der Drain-Source-Strom keine Spannungsabhängigkeit mehr zeigte. Solarzellen degradieren zwar innerhalb einstündiger Beleuchtung mit der HBO-Lampe merklich, doch ist die Veränderung der Solarzellenkenngrößen nicht so stark, daß die nach kurzer Beleuchtungsdauer beobachtete Unbrauchbarkeit der MNOS-Feldeffekttransistoren eine Korrelation mit den Solarzellen für geboten erschienen ließ. Der Einfluß der Grenzflächenzustände auf die effektive Kanalbeweglichkeit der Inversionsschichtelektronen wird daher anhand von Literatur erörtert.

Die effektive Beweglichkeit von Elektronen im Kanal von MOS-Feldeffekttransistoren (mit thermischem Gateoxid) fällt mit zunehmender Dichte geladener Grenzflächenzustände der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche [65]. Kanalelektronen werden an geladenen Zentren im grenzflächennahen Bereich Coulomb-gestreut [66]. Als Streuzentren wirken feste Oxidladungen, geladene Grenzflächenzustände und ionisierte Akzeptoren [67, 68] (bei p-Siliziumsubstrat). Die Bedeutung der Coulombstreuung nimmt mit zunehmender Dichte fester positiver Grenzflächenladungen ab [66]. Bei stark invertierter Grenzfläche ist der Coulombstreuungsprozeß weniger wirksam als der Prozeß der Streuung an atomaren Rauigkeiten der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche [66]. Der Prozeß der Coulombstreuung von Elektronen im Kanal hängt von der Dichte der jeweiligen Streuzentren, aber nicht vom Dielektrikum als solchem ab, d. h. bei Feldeffekttransistoren mit Plasma-Si-Nitrid als Gateisolator wird daher ebenso eine Abnahme der effektiven Kanalbeweglichkeit mit wachsender Grenzflächenzustandsdichte auch bei Vorliegen starker Inversion an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche zu erwarten sein.

Der Inversionsschichtwiderstand einer IL-Solarzelle (entspricht dem Kanalwiderstand eines Feldeffekttransistors) ist bei fest vorgegebener Geometrie umgekehrt proportional zum Produkt aus Elektronendichte, die bei der untersuchten Solarzelle (Abbildung 41) innerhalb einer Stunde maximal um 7% abnahm, und aus effektiver Kanalbeweglich-

keit der Elektronen [5]. Die Zunahme des Inversionsschichtwiderstandes und damit des Serienwiderstandes der Solarzelle (Abbildung 43) läßt sich unter Berücksichtigung obiger Ausführungen mit der mit der Dauer der Beleuchtung durch die HBO-Lampe wachsenden Dichte schneller Grenzflächenzustände (Abbildung 44) erklären.

Ein sich erhöhender Serienwiderstand trägt zur Abnahme des Füllfaktors der Solarzelle bei [53]. Allerdings kann die deutliche Abnahme des Füllfaktors in Abbildung 41 nicht nur mit der geringen Zunahme des Serienwiderstandes (Abbildung 43) verstanden werden (vgl. [53]). Ebenso wenig läßt sich das rasche Absinken des Kurzschlußstromes auf den Anstieg des Serienwiderstandes zurückführen. Da der Serienwiderstand in Abbildung 43 nie den Wert $1\ \Omega$ überschreitet, müßte nach Gleichung (40) der Kurzschlußstrom I_K konstant sein, falls der Photostrom I_{p_0} keiner Änderung bei Beleuchten mit der HBO-Lampe unterworfen ist. Ein Verständnis der Solarzellendegradation ist im Rahmen des in Abschnitt 3.4.7.1 vorgestellten Modells nicht möglich. Deshalb wird im folgenden ein neuer Ansatz für das Verständnis der Degradation gesucht.

Die durch Beleuchtung mit kurzwelligem Licht zunehmende Dichte der Grenzflächenzustände an der Isolator/Halbleitergrenzfläche führt durch Grenzflächenrekombination zu einem zusätzlichen Strombeitrag $I_I(U_a)$. Nach [69] gilt: $I_I(U_a) = qS(p_S(U_a) - p_{n_0})$, wobei $p_S(U_a)$ und p_{n_0} die Oberflächenkonzentration in Abhängigkeit von der anliegenden Spannung U_a und die Gleichgewichtskonzentration der Löcher in der Inversionsschicht bezeichnen, und S die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche ist. S ist nach [70] gegeben durch: $S \simeq \sigma_p v_{th} D_{IT}$, D_{IT} ist die Dichte der Grenzflächenzustände, σ_p der Einfangquerschnitt der Grenzflächenzustände und v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger. Der Beitrag von $I_I(U_a)$ zur Dunkelkennlinie der MIS-IL-Solarzelle wird ziemlich klein sein, da die Konzentration der Löcher an der Grenzfläche wegen des Vorliegens starker Inversion an der Grenzfläche gering sein wird, obwohl sich mit zunehmender Beleuchtungszeit die Grenzflächenzustandsdichte erhöht. Für die beleuchtete Zelle zur Messung der Hellkennlinie sind jedoch die Verhältnisse ganz andere. Unter Beleuchtung wird eine hohe Dichte von Minoritätsladungsträgern generiert, die zum Solarzellenstrom führen. Das elektrische Feld im p-dotierten Substrat wird vernachlässigbar klein sein, so daß der Minoritätsladungsträgerstrom der Elektronen nur durch Diffusion fließt.

In der Inversionsschicht (n-dotierter Teil des induzierten n-p-Überganges) kann man das elektrische Feld nicht vernachlässigen. Der Überschußminoritätsladungsträgerstrom der Löcher ist gegeben durch:

$$I_p(x) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} + q\mu_p E(x)p(x) \quad [21], \text{ wobei } E(x) \text{ das elektrische}$$

Feld am Ort x in der Inversionsschicht bezeichnet. An der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche tritt Rekombination auf. Sie hat als Randbedingung für I_p zur Folge [69]: $I_p(0) = -I_1 \simeq -qSp_S$. Für kleine Flußspannungen ist das elektrische Feld in der Inversionsschicht so hoch, daß ein Großteil generierter Löcher zum induzierten n-p-Übergang driftet und zum Solarzellenstrom beiträgt. Liegen jedoch hohe Flußspannungen an der beleuchteten Solarzelle an, so wie für $U_a = U_L$, wird das elektrische Feld in der Inversionsschicht ziemlich klein werden [69].

Beim Dunkelstrom von MIS-IL-Solarzellen mit Plasma-Si-Nitrid (auf Wacker Silso und einkristallinem Silizium) dominiert der Minoritätsladungsträgerstrom der Elektronen [18] und die beschichtete Solarzelle verhält sich wie ein ganzflächiger MIS-Kontakt, obwohl das eigentliche Kontaktgitter nur 1/10 der Gesamtfläche der Solarzelle ausmacht [18].

Für Flußspannungen $U_a \simeq U_L$ ist der Dunkelstrom der Solarzelle bereits tunnellimitiert, wie aus Abbildung 46 entnommen werden kann. Abbildung 46 zeigt in halblogarithmischer Darstellung den Dunkelstrom einer typischen Solarzelle als Funktion der angelegten Flußspannung U_a . Eingetragen ist ferner der Punkt (U_L, I_K) , der Leerlaufspannung U_L und Kurzschlußstrom I_K dieser Solarzelle (unter AM1-Beleuchtung) bezeichnet. Der Dunkelstrom der Solarzelle liegt für $U_a = U_L$ beträchtlich unter I_K , d. h. es sind wegen des Spannungsabfalles über dem sogenannten Serienwiderstand (vgl. Abschnitt 2.2.2.1) wesentlich höhere Flußspannungen erforderlich, um I_K als Dunkelstrom durch die Solarzelle zu treiben. Für $U_a > 510 \text{ mV}$ ist ein Abweichen vom linearen Verlauf der Dunkelkennlinie, der zwischen 400 mV und 500 mV zu beobachten ist, zu erkennen. Bei [18] tritt Gleiches an MIS-IL-Solarzellen auf einkristallinem Substrat auf. Aus diesem experimentellen Befund (Abbildung 46) folgt, daß bis zu Flußspannungen von etwa 500 mV der Dunkelstrom als Minoritätsladungsträgerstrom halbleiterlimitiert ist (vgl. Abschnitt 2.2.2.1), und daß wegen des Auftretens des Serienwiderstandes und des Ab-

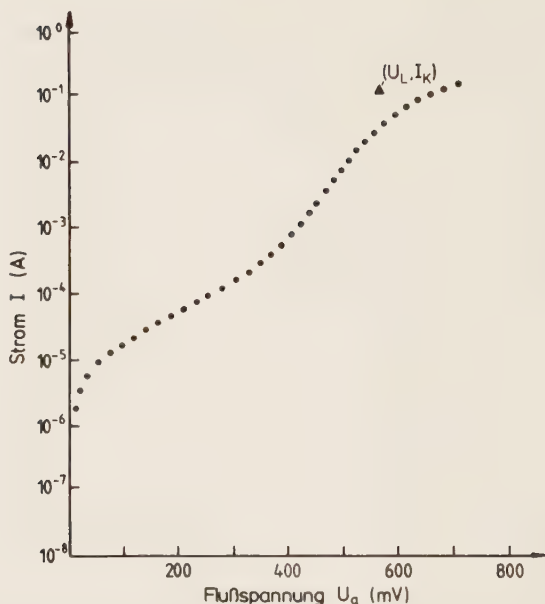


Abbildung 46 Punktweise aufgenommene I - U -Dunkelkennlinie (in halblogarithmischer Darstellung) einer MIS-IL-Solarzelle mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid (Flußbetrieb). Eingetragen ist ferner der Punkt (U_L, I_K) mit Leerlaufspannung U_L und Kurzschlußstrom I_K .

weichens der Dunkelkennlinie vom linearen Verlauf für Flußspannungen größer 500 mV die Tunnellimitierung des Minoritätsladungsträgerstromes einsetzt.

Im halbleiterbegrenzten Spannungsbereich (Flußspannungen bis 500 mV) sind das Quasiferminiveau der Elektronen im Halbleiter und das Leitungsband des Halbleiters an das Ferminiveau des Metalls geheftet (Abschnitt 2.2.2.1), d. h. daß bei Anliegen einer Flußspannung von $U_a = 500$ mV das Oberflächenpotential von etwa $\psi_S = 800$ mV (für $U_a = 0$ mV) auf $\psi_S \simeq 300$ mV gesunken ist. Bei weiterer Erhöhung der Flußspannung setzt die Tunnellimitierung des Dunkelstromes ein. Oberflächenpotential und Stärke des elektrischen Feldes im Halbleiter an der Grenzfläche nehmen weiter ab [20].

Photogeneration von Elektron/Loch-Paaren führt nach [21] (Seite 475 ff) zu einer zusätzlichen Verminderung von ψ_S , verbunden mit einer

Abnahme des elektrischen Feldes im n-dotierten Teil des induzierten n-p-Überganges. Weiterhin erhöht sich durch Photogeneration die Dichte p_s der Löcher an der Grenzfläche, so daß die sich mit der Beleuchtungszeit durch die HBO-Lampe erhöhende Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit zu mit der Beleuchtungszeit anwachsenden Strombeiträgen $I_1(U_a)$ der Inversionsschicht führt. Für einen konstanten Wert der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wächst $I_1(U_a)$ mit zunehmender hoher Flußspannung U_a , weil, wie bereits oben angeführt, die Löcherkonzentration p_s durch Verminderung des Oberflächenpotentials anwächst.

Insbesondere wird der Photostrom I_{p_0} wegen der durch Beleuchtung drastisch erhöhten Löcherkonzentration an der Grenzfläche bei der hohen Flußspannung $U_a = U_L$ durch den Rekombinationsstrom $I_1(U_L)$ verkleinert werden.

U_L wird absinken, da nur eine geringere Flußspannung nötig ist wegen des um $I_1(U_L)$ verkleinerten Photostromes, um den Strom $I_{p_0} - I_1(U_L)$ zu kompensieren.

Für den Solarzellenstrom im beleuchteten Zustand gilt:

$$I = I_0 \{ \exp \{ q(U_a - IR_S)/nkT \} - 1 \} + I_1(U_a) - I_{p_0} \quad (51)$$

Für U_L folgt:

$$U_L = nkT/q \ln \{ (I_{p_0} - I_1(U_L))/I_0 \} \quad (52)$$

Aus dieser Gleichung ist ein Absinken von U_L mit anwachsenden $I_1(U_L)$ zu erkennen.

Bei den I_K - U_L -Messungen von Abschnitt 4.3.2 wurde als Zusammenhang zwischen U_L , I_K , I_0 und n Gleichung (41) zugrundegelegt: $U_L = nkT/q \ln(I_K/I_0)$. Bei Auswertung nach Gleichung (41) führt ein kleinerer U_L -Wert zu einem höheren I_0 -Wert der idealen Diode mit zunehmender Dauer der Beleuchtung durch eine HBO-Lampe.

Unter Benutzung der in diesem Abschnitt dargelegten Überlegungen ist die Abnahme der Leerlaufspannung zurückzuführen auf einen durch Rekombinationsmechanismen an der Grenzfläche verminderten Photostrom. Bei der Spannung $U_a = U_L$ ist im beleuchteten Fall in Gleichung (41) der Strom $I_K = I_{p_0}$ durch den Strom $I_{p_0} - I_1$ ($I_1 = I_1(U_L)$) zu ersetzen, wie in Gleichung (52) geschehen, d. h. das Superpositionsprinzip von Hell- und Dunkelkennlinie ist durch den spannungsabhängigen und intensitätsabhängigen Rekombinationsstrom $I_1(U_a)$ verletzt.

Die „ideale“ Diode der Solarzelle wird in diesem Bild durch die Beleuchtung mit der HBO-Lampe nicht merklich beeinflusst, da bei Dunkelbetrieb der Solarzellendiode ein Einfluß der durch die HBO-Beleuchtung erhöhten Dichte der Grenzflächenzustände wegen einer gegenüber dem (AM1-) beleuchteten Zustand geringen Löcherkonzentration an der Grenzfläche kaum gegeben ist. Verwendet man die vor Beleuchtung mit der HBO-Lampe gemessenen Größen, Kurzschlußstrom I_K (Abbildung 41), der gleich dem Photostrom I_{p0} ist, Idealitätsfaktor $n = 1.27$ (Abbildung 42) und Sättigungssperrstrom $I_0 = 5.8 \cdot 10^{-9}$ A (Abbildung 42), so läßt sich aus Gleichung (52) und der in Abhängigkeit von der Dauer der Beleuchtung durch die HBO-Lampe gemessenen Leerlaufspannung der Strombeitrag I_1 für die jeweilige Beleuchtungszeit ermitteln, wobei $I_1(t = 0) = 0$ mA gesetzt wird. In Abbildung 47 sind die Ergebnisse für I_1 dargestellt. Vom Wert $I_1 = 4.1$ mA nach 1 min Beleuchtung mit der HBO-Lampe erhöht sich der Inversionsschichtrekombinationsstrom auf $I_1 = 10.1$ mA nach 5 min Beleuchtung, es tritt etwa eine Verzweieinhalfachung von I_1 auf.

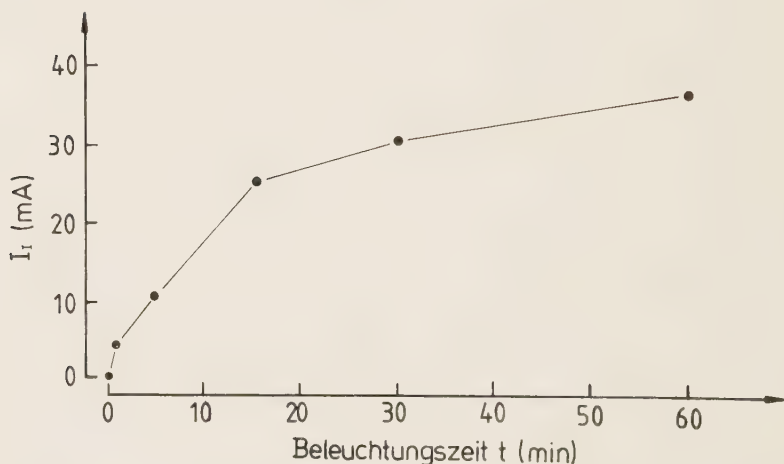


Abbildung 47 Zeitlicher Verlauf des nach Gleichung (52) aus den gemessenen von der Beleuchtungszeit t abhängigen Werte der Leerlaufspannung $U_L(t)$ berechneten Rekombinationsstromes I_1 in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit t (HBO-Lampe).

Aus $I_1 \approx qSp_S$ folgt für verschiedene Zeiten t_1 und t_2 der Beleuchtung durch die HBO-Lampe:

$$I_1(t_1)/I_1(t_2) \approx S(t_1)/S(t_2) \approx D_{IT}(t_1)/D_{IT}(t_2) \quad (53)$$

wobei vorausgesetzt wird, daß σ_p konstant bleibt und $p_S(t_1) = p_S(t_2)$ ist. Da aber zur Messung der Kenngrößen der Hellkennlinie stets gleiche Intensität verwendet wurde und eine Veränderung der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen und damit der Elektronenkonzentration nach 5 min Beleuchtung durch die HBO-Lampe nicht feststellbar war, ist $p_S(t_1) = p_S(t_2)$ gewährleistet.

Deshalb kann nach Gleichung (53) bei der Solarzelle von einer Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte bei Bandmitte um den Faktor 2.5 ausgegangen werden, da nur Zustände nahe der Mitte E_i des verbotenen Bandes (intrinsisches Niveau) wesentlich zur Rekombination beitragen (vgl. [33]), und die Zustandsdichte im Bereich $E_i \pm 0.1$ eV eine schwach energieabhängige Funktion ist (vgl. Abbildung 45). Für die gleichen Beleuchtungszeiten (HBO-Lampe) erhöht sich die Grenzflächenzustandsdichte bei den Proben, deren Werte in Abbildung 44 dargestellt sind, um den Faktor 1 bis 2.5 bei Berücksichtigung der Fehler der Werte der Grenzflächenzustandsdichte bei Bandmitte, woraus sich eine gute Übereinstimmung mit obigem ergibt trotz der um 40 °C unterschiedlichen Abscheidetemperatur der Plasma-Si-Nitrid-Schichten.

Befindet sich die Solarzelle im Kurzschlußbetrieb, so kann die Löcherkonzentration p_S in der Inversionsschicht an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche nur durch Lösen der Poisson-, Kontinuitäts- und Stromgleichungen für die Ladungsträger – eines zweidimensionalen Problems – bestimmt werden. Eine einfache Abschätzung von p_S (im Kurzschlußfall) dürfte nicht möglich sein, so daß eine quantitative Überprüfung der im folgenden geäußerten Überlegungen nicht vorgenommen werden konnte.

Die in Abbildung 41 beobachtete Abnahme des Kurzschlußstromes I_K mit der Beleuchtungszeit (HBO-Lampe) kann nur durch Rekombination photogenerierter Ladungsträger an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche verstanden werden, da nur dort photoinduzierte Veränderungen stattfinden können (Stabilität mit GG 400!). Der Serienwiderstand der Solarzelle (Abbildung 43) nimmt nur so wenig zu, daß die Gleichheit von Photostrom I_{p_0} und Kurzschlußstrom I_K gegeben bleibt (vgl. Abschnitt 3.4.7.1, insbesondere die Abschätzung, die zu Gleichung (40)

führt). Wie bereits weiter oben ausgeführt, führt Photogeneration von Elektron/Loch-Paaren zu einer Abnahme des elektrischen Feldes im n-Teil des induzierten n-p-Überganges, verbunden mit dem Anstieg der Löcherkonzentration. Es wird daher vermutet, daß wieder Rekombination von Löchern an der Grenzfläche einen mit der (HBO-) Beleuchtungszeit anwachsenden Rekombinationsstrom $I_I(U_a = 0\text{ V}) \simeq qS p_s(U_a = 0\text{ V})$ (U_a = Flußspannung) zur Folge hat, so daß als Kurzschlußstrom I_K der um $I_I(U_a = 0\text{ V})$ verkleinerte Photostrom I_{p_0} gemessen wird: $I_K \simeq I_{p_0} - I_I(U_a = 0\text{ V})$ (abhängig von der Beleuchtungszeit t).

Kürzt man den Ausdruck $I_I(U_a = 0\text{ V})$ mit I_{I_0} ab und berücksichtigt die Abhängigkeit von I_{I_0} von der Beleuchtungszeit t (HBO-Lampe), so gilt: $I_K(t) \simeq I_{p_0} - I_{I_0}(t) \simeq I_K(0) - I_{I_0}(t)$, wobei $I_{I_0}(t = 0\text{ min}) = 0\text{ mA}$ gesetzt wird. $I_{I_0}(t)$ ist daher aus Abbildung 41 zu entnehmen und in Tabelle 5 eingetragen.

Für gleiche Beleuchtungszeiten t (HBO-Lampe) ist der Inversionsschichtrekombinationsstrom $I_I(t)$ ($U_a = U_L$) (siehe Abbildung 47) deutlich größer als $I_{I_0}(t)$ ($U_a = 0\text{ V}$), z. B. ist $I_I(5\text{ min}) = 10.1\text{ mA}$, hingegen $I_{I_0}(5\text{ min}) = 2.5\text{ mA}$.

Der Inversionsschichtrekombinationsstrom $I_I(t, U_a)$, t Beleuchtungszeit, U_a angelegte Flußspannung, steigt von $I_I(t, 0\text{ V}) = I_{I_0}(t)$ auf $I_I(t, U_L) = I_I(t)$ mit zunehmender Flußspannung $0\text{ V} \leq U_a \leq U_L$ in Übereinstimmung mit der Zunahme der Löcherkonzentration an.

Tabelle 5 Werte für den Inversionsschichtrekombinationsstrom I_{I_0} im Kurzschlußbetrieb der Solarzelle in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit (HBO-Lampe).

Beleuchtungszeit t (min)	I_{I_0} (mA)
0	0
1	0
5	2.5
15	4.3
30	13.5
60	19.0

Die Abnahme des Füllfaktors mit der Beleuchtungszeit könnte ebenfalls durch den Inversionsschichtrekombinationsstrom zu verstehen sein. In der „idealen“ Hellkennlinie, die durch Einsetzen von Gleichung (37) in Gleichung (36) mit $R_p \rightarrow \infty$ zu erhalten ist:

$I = I_0(\exp \{q(U_a - IR_S)/nkT\} - 1) - I_{p0}$, muß I_{p0} durch $I_{p0} - I_1(t, U_a)$ ersetzt werden, sodaß für jede Flußspannung U_a der meßbare Solarzellenstrom I gegenüber der idealen Hellkennlinie (d. h. Spannungsabhängigkeit der Grenzflächenrekombination vernachlässigbar) mit wachsendem t vermindert wird, woraus sich ein mit der Beleuchtungszeit t abnehmender Füllfaktor ergeben könnte. Ein quantitatives Verständnis konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gewonnen werden.

Die Zunahme des Idealitätsfaktors n aus Abbildung 42 ist nach [52] mit der Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte verknüpft und zwar gilt:

$\Delta n \propto \Delta D_{IT}$. Dieses Ergebnis wurde an Solarzellen mit Heteroübergang abgeleitet, wobei zwischen beiden Halbleitern eine dünne (1.5 nm) Siliziumoxidschicht vorlag. Aus dieser Proportionalität läßt sich qualitativ die Zunahme des Idealitätsfaktors verstehen.

4.3.5 Abhängigkeit der Degradation der Solarzellen von der Frequenz des Lichtes

Wie aus Abbildung 38 zu ersehen ist, tritt keine Degradation der Solarzelle auf, wenn sich das Kantenfilter GG 400 im Strahlengang der Beleuchtungsquelle befindet. In diesem Abschnitt wird die Grenzwellenlänge, oberhalb derer sich die Solarzelle stabil zeigt, bestimmt.

Abbildung 48 zeigt die Reintransmissionsgrade τ_i der für die folgenden Untersuchungen verwendeten Kantenfilter der Firma Schott in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Wie aus Abbildung 48 ersichtlich, sinkt die Reintransmission der Kantenfilter für Wellenlängen kleiner als die angegebene Kante deutlich ab, während für Wellenlängen größer als die Kantenwellenlänge die Reintransmission praktisch den Wert 1 erreicht.

Mit den Kantenfiltern GG 385 und WG 360 im Strahlengang wurden MIS-IL-Solarzellen bis zu 120 h mit einer HBO-Lampe beleuchtet und ihre Hellkennlinien aufgezeichnet. Abbildung 49 zeigt den Kurzschlußstrom I_K , die Leerlaufspannung U_L , den Füllfaktor FF und den Wirkungsgrad η von Solarzellen für beide Kantenfilter. Während bei Verwendung des Kantenfilters GG 385 keine Veränderung der Meßdaten

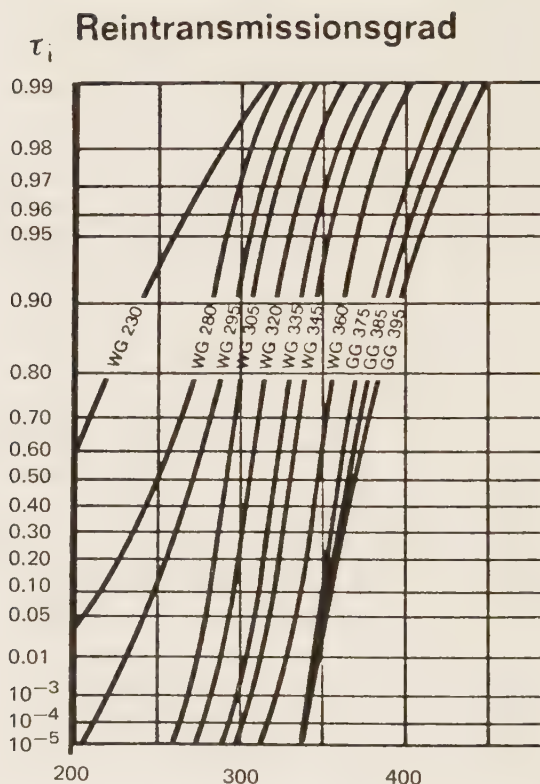


Abbildung 48 Reintransmissionsgrade τ_i der Kantenfilter in Abhängigkeit von der Wellenlänge (nach Unterlagen der Firma Schott).

selbst nach 120 h Beleuchtung festzustellen ist, tritt bei Verwendung des Kantenfilters WG 360 eine deutliche Abnahme von I_K , U_L , η und FF nach bereits 72 h Beleuchtung auf. Der Wirkungsgrad sinkt von $\eta = 10\%$ im Ausgangszustand auf nur $\eta = 8.3\%$ ab. Kurzschlußstrom und Leerlaufspannung sinken um 2 mA bzw. 2 mV. Eine Änderung des Ausgangswertes der Grenzflächenzustandsdichte bei Bandmitte von $4 \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$ (sowie der Verteilung der Grenzflächenzustandsdichte über das verbotene Band) konnte bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe, deren Licht das Kantenfilter WG 360 passierte, nicht beobachtet werden (Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte nach der quasistatischen Methode).

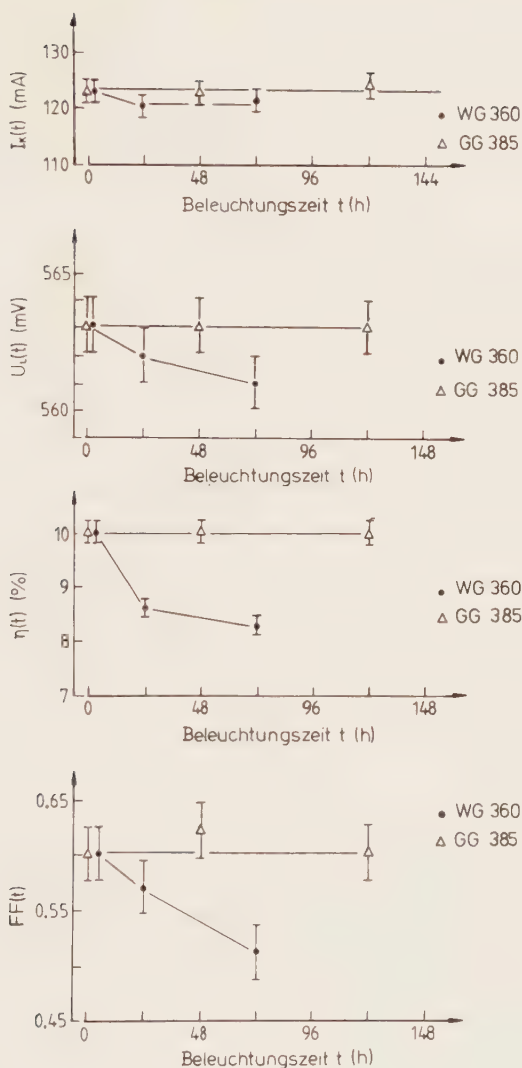


Abbildung 49 Zeitlicher Verlauf von Kurzschlußstrom I_K , Leerlaufspannung U_L , Wirkungsgrad η und Füllfaktor FF von MIS-IL-Solarzellen (auf Wacker Silso) mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit t (HBO-Lampe) mit den Kantenfiltern WG 360 und GG 385 im Strahlengang.

Die Abnahme des Wirkungsgrades um 1.7% ist im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht durch die Verminderung der Leerlaufspannung und des Kurzschlußstromes bedingt, sondern auf eine deutliche Abnahme des Füllfaktors von $FF = 0.60$ auf $FF = 0.51$ während der 72-stündigen Beleuchtung, also auf eine Zunahme des Serienwiderstandes der Inversionsschicht, zurückzuführen.

Da die Grenzflächenzustandsdichte nach der quasistatischen Methode konstant blieb, kann eine Abnahme der Beweglichkeit der Inversionsschichtelektronen nicht für den steigenden Serienwiderstand verantwortlich gemacht werden (vgl. Abschnitt 4.3.4). Der Widerstand der Inversionsschicht hängt aber auch von der Dichte Q_N/q positiver Grenzflächenladungen ab [5]. Deshalb soll im nächsten Abschnitt die Grenzflächenladungsdichte bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe unter Verwendung von Kantenfiltern untersucht werden.

Aus dem in Abbildung 49 gezeigten Ergebnis geht hervor, daß Photonen einer Wellenlänge eine Schädigung der MIS-IL-Solarzelle bedingen, die das Kantenfilter WG 360 noch mit merklicher Intensität passieren können, dagegen vom Kantenfilter GG 385 höchstens mit geringer Intensität durchgelassen werden. Aus Abbildung 48 ist zu entnehmen, daß als kritische Wellenlänge, unterhalb derer Degradation der Solarzellen zu beobachten ist, ein Wert um 350 nm anzusehen ist.

4.3.6 Abhängigkeit der Abnahme der positiven Grenzflächenladungen von der Frequenz des Lichtes

Abbildung 50 zeigt das zeitliche Verhalten der Dichte Q_N/q positiver Grenzflächenladungen bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe unter Verwendung der Kantenfilter GG 385 und WG 360.

Während die Dichte Q_N/q im Rahmen der Meßgenauigkeit innerhalb des untersuchten Zeitraumes von 24 h beim Kantenfilter GG 385 konstant bleibt, sinkt sie von $Q_N/q = 4.7 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$ auf $Q_N/q = 3.7 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$ innerhalb 24 h Beleuchtung ab, sofern sich das Kantenfilter WG 360 im Strahlengang befindet. Diese Untersuchung wurde an Plasma-Si-Nitrid-Schichten durchgeführt, die bei 260°C abgeschieden wurden.

In Abbildung 51 ist das Bänderschema der Siliziumnitrid/Siliziumdioxid/p-Silizium-Struktur bei Anwesenheit positiver Grenzflächenladungen an

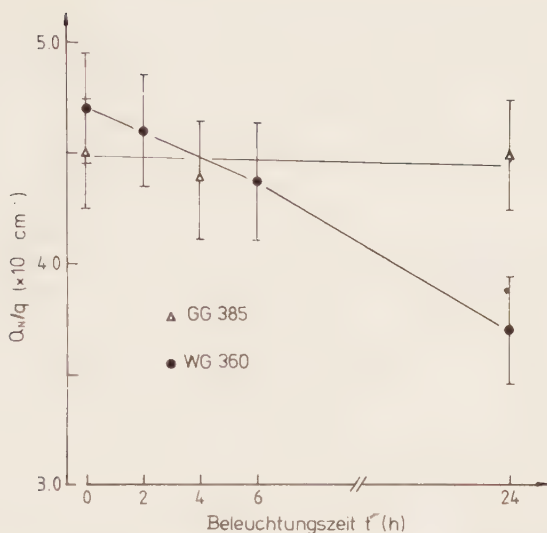


Abbildung 50 Dichte Q_N/q fester positiver Grenzflächenladungen an der Isolator/p-Si-Grenzfläche in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit durch eine HBO-Lampe mit den Kantenfiltern WG 360 und GG 385 im Strahlengang.

der Siliziumnitrid/Siliziumdioxid-Grenzfläche (vgl. Abschnitt 2.2.3) gezeigt. Die Werte für den Bandabstand beider Dielektrika wurden [71] entnommen.

Die Abnahme der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen geht experimentell hervor aus einer Verschiebung ΔU_{FB} der Flachbandspannung U_{FB} der HF C(U)-Kurve zu weniger stark negativen Werten.

Nach [71] ist innere Photoemission für die Erhöhung der Flachbandspannung verantwortlich zu machen. Elektronen erhalten durch Photonen passender Wellenlänge soviel Energie, daß sie die Potentialbarriere an der Si/Si-Oxid/Si-Nitrid-Grenzfläche überwinden können; durch das an der Grenzfläche herrschende elektrische Feld driften sie in den Isolator hinein. Die Photoelektronen werden von Elektronenhaftstellen im Isolator eingefangen [71], die Speicherung negativer Ladung verursacht eine Verschiebung der Flachbandspannung zu weniger stark negativen Werten. Die Photoanregung der Elektronen ist energieabhängig. Da beim Kantenfilter GG 385 noch kein meßbarer Effekt (inner-

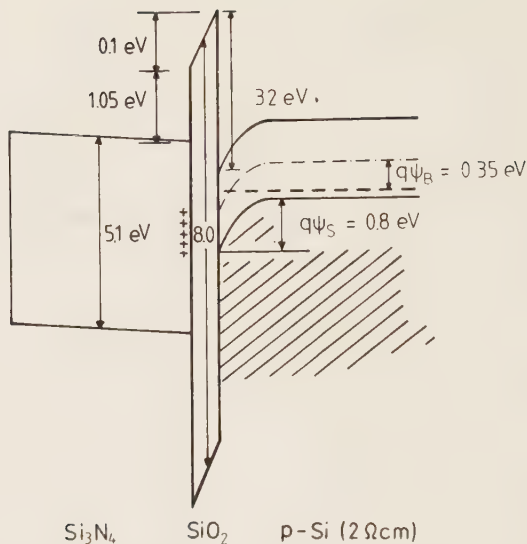


Abbildung 51 Bänderschema der Siliziumnitrid/Siliziumdioxid/p-Silizium-Struktur bei Anwesenheit positiver Grenzflächenladungen an der Siliziumnitrid/Siliziumdioxid-Grenzfläche (Werte für den Bandabstand beider Dielektrika, sowie Werte für die Energieidifferenzen zwischen den Leitungsbandkanten der drei Substanzen wurden [71] und [21] entnommen).

halb des Untersuchungszeitraumes) zu beobachten ist, aber beim Kantenfilter WG 360 eine deutliche Verschiebung der Flachbandspannung auftritt, liegt die kritische Wellenlänge für die Photoanregung der Elektronen bei circa 350 nm, dies entspricht einer Energie von 3.53 eV.

Dieser Grenzwert von 350 nm wurde aus Abbildung 48 bestimmt:

Photonen, die das Kantenfilter GG 385 mit merklicher Intensität passieren, d. h. für die die Reintransmission größer als ungefähr 0.1 ist, können nicht die Photoanregung der Elektronen bewirken, weil sonst eine Abnahme von Q_N/q beim Kantenfilter GG 385 auftreten müßte. Das Kantenfilter WG 360 besitzt jedoch für Photonen, deren Energie einer Wellenlänge von 325 nm bis 350 nm entspricht, Reintransmissionsgrade von 0.01 bis 0.60, so daß obiger Grenzwert von circa 350 nm plausibel wird.

In [71] wird als experimentell bestimmter Grenzwert für die Photonenenergie $E \approx 3.5$ eV angegeben. Dieses Ergebnis wurde gewonnen aus Messungen an Proben, deren 2.5 – 3.0 nm dicke Siliziumoxidschicht bei 600 °C hergestellt wurde. Auf diese Oxidschicht wurde in einem CVD-Verfahren bei 720 °C eine Siliziumnitridschicht von 50 nm Dicke abgeschieden.

Der Wert von 3.5 eV aus [71] ist in voller Übereinstimmung mit der hier durchgeführten anschaulichen Abschätzung. Eine genauere Untersuchung, wie sie mit einem Monochromator möglich gewesen wäre, konnte aus apparativen Gründen nicht durchgeführt werden.

In der Literatur [21, 71] wird für die Energiedifferenz zwischen den Leitungsbandkanten Silizium und Siliziumoxid der Wert 3.2 eV angegeben. Photonen dieser Energie müßten also Elektronen gerade ausreichende Energie zur Verfügung stellen, um die Potentialbarriere zu überwinden. Aufgrund der geringen Elektronendichte im Leitungsband ist nach [71] jedoch für Photonen dieser Energie praktisch keine Verschiebung der Flachbandspannung innerhalb der gewählten Beleuchtungszeiten meßbar. Erst bei Photonen einer Energie um 4 eV tritt eine drastische Verschiebung der Flachbandspannung auf [71], da Elektronen aus dem Valenzband angeregt werden können, so daß sie die Si/Si-Oxid-Potentialbarriere überwinden.

Durch 15-minütige Temperung bei 300 °C im Vakuum konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit der Ausgangswert für die Dichte Q_N/q positiver Ladungen bei den durch Beleuchtung geschädigten Proben wieder eingestellt werden. Offenbar reicht die zur Verfügung gestellte thermische Energie von 50 meV aus, um die durch innere Photoemission in Haftstellen des Isolators gelangten Elektronen wieder freizusetzen.

4.3.7 Über den Zusammenhang zwischen der Abnahme des Füllfaktors und der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen bei Verwendung des Kantenfilters WG 360

Die bei Verwendung des Kantenfilters WG 360 beobachtete Degradation der MIS-IL-Solarzellen mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid (Abbildung 49) kann im Rahmen der Meßgenauigkeit allein auf die Abnahme des Solarzellenfüllfaktors zurückgeführt werden; die Änderungen von Kurzschlußstrom I_K und Leerlaufspannung U_L sind unter Berücksich-

tigung der Meßfehler zu vernachlässigen. I_K und U_L werden daher im folgenden als konstant angenommen.

Die in Abbildung 49 gezeigte Abnahme des Füllfaktors läßt sich auf die Abnahme der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen Q_N/q bei Verwendung des Kantenfilters WG 360 (Abbildung 50) zurückführen. Der Füllfaktor sinkt vom Ausgangswert $FF = 0.60 \pm 0.02$ auf den Wert $FF = 0.57 \pm 0.02$ nach 24 h Beleuchtung mit der HBO-Lampe ab.

Eine optimale Anpassung von Gleichung (36) unter Verwendung von Gleichung (16) an die Hellkennlinie der Solarzelle vor und nach 24 h Beleuchtung (HBO-Lampe mit WG 360 im Strahlengang), wobei Meßkurve und die bezeichnete Anpassungskurve in der graphischen Darstellung zusammenfallen, liefert für den Serienwiderstand des Ausgangszustandes den Wert $0.7 \Omega \leq R_S \leq 0.8 \Omega$, für den Serienwiderstand der Solarzelle nach 24 h Beleuchtung den Wert $0.9 \Omega \leq R_S \leq 1.0 \Omega$ (die Parameter der theoretischen Anpassungskurven beider Hellkennlinien unterschieden sich nur in dem Wert von R_S !). D. h. die oben angegebene Abnahme des Füllfaktors kann auf die Zunahme des Serienwiderstandes um $\Delta R_S = 0.1 \Omega$ bis 0.2Ω zurückgeführt werden.

Nach [5] gilt für den Beitrag der Inversionsschicht zum Serienwiderstand der obigen Solarzelle:

$$R_{IL} = 1.25 \cdot 10^{-5} \{ \mu_n (Q_N - q N_A W_m) \}^{-1} \quad (54)$$

W_m ist durch Gleichung (26) gegeben, μ_n bezeichnet die effektive Beweglichkeit der Elektronen in der Inversionsschicht, N_A ist die Akzeptorendichte des Substrats.

Die effektive Kanalbeweglichkeit μ_n wurde an Feldeffekttransistoren gemessen, deren Drain- und Sourcebereiche als MIS-Kontakte ausgeführt waren. Als Gateisolator diente Plasma-Si-Nitrid, das mit den gleichen Parametern wie für die Solarzellen abgeschieden wurde. Abbildung 12c zeigt den schematischen Querschnitt eines solchen Transistors, dessen Kanallänge $2404.5 \mu m$ und dessen Kanalbreite $486.9 \mu m$ betrugen. Der Herstellungsprozeß ist in Abschnitt 3.2.3 ausgeführt und umfaßt die Schritte (a) bis (g) der Abbildung 13.

Die Formeln zur Auswertung, sowie Meßaufbau und Meßverfahren sind in den Abschnitten 3.4.10.1 bzw. 3.4.10.2 erläutert.

Die effektive Beweglichkeit der Inversionsschichtelektronen wurde bestimmt zu $170 \text{ cm}^2/Vs \leq \mu_n \leq 260 \text{ cm}^2/Vs$.

Nach Gleichung (54) erhält man mit obigem μ_n -Werteintervall unter Verwendung der entsprechenden Ladungsdichten Q_N fester positiver Grenzflächenladungen für die Differenz der Inversionsschichtwiderstände des Ausgangszustandes und des Zustandes nach 24 h Beleuchtung durch die HBO-Lampe bei Verwendung des Kantenfilters WG 360 den Wert $0.12 \Omega \leq \Delta R_{IL} \leq 0.16 \Omega$. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der Zunahme ΔR_S des Serienwiderstandes der Solarzelle überein, sodaß die Degradation der MIS-IL-Solarzellen bei Verwendung des Kantenfilters WG 360, die sich in erster Linie in der Abnahme des Füllfaktors äußert, auf die Abnahme der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen durch innere Photoemission zurückgeführt werden kann.

4.3.8 Untersuchung der optischen Generation von Grenzflächenzuständen in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes

Inversionsschicht-Solarzellen mit Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid zeigen bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe keine Degradationerscheinungen, wenn sich das Kantenfilter GG 385 im Strahlengang befindet (vgl. Abschnitt 4.3.5). Dagegen ist ohne Kantenfilter bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe sowohl eine Degradation aller Parameter der Hellkennlinie der Solarzellen als auch eine Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte und eine Abnahme der Grenzflächenladungen festzustellen. Die Beeinflussung der Parameter der Hellkennlinie durch die bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe steigende Grenzflächenzustandsdichte ist in Abschnitt 4.3.4 erläutert. Offenbar ist die Veränderung der Grenzflächenzustandsdichte von der Wellenlänge des Lichtes abhängig.

In diesem Abschnitt soll die Photonenenergie ermittelt werden, für die gerade noch Grenzflächenzustände an der Si-Nitrid/Si-Oxid/Si-Grenzfläche generiert werden können.

Abbildung 52 zeigt in linearer Darstellung die Grenzflächenzustandsdichte bei Bandmitte in Abhängigkeit von der Dauer der Beleuchtung durch eine HBO-Lampe unter Verwendung verschiedener Kantenfilter der Firma Schott, deren Reintransmissionsgrade in Abbildung 48 bzw. Abbildung 39 zu sehen sind.

Bei Verwendung der Kantenfilter GG 400, GG 385 und WG 345 kann nach mindestens zehnstündiger Beleuchtungsdauer keine meßbare Zunahme der Zustandsdichte D_{IT} festgestellt werden. Dagegen erhöht sich bei den Kantenfiltern WG 320, WG 305 und WG 280 mit abneh-

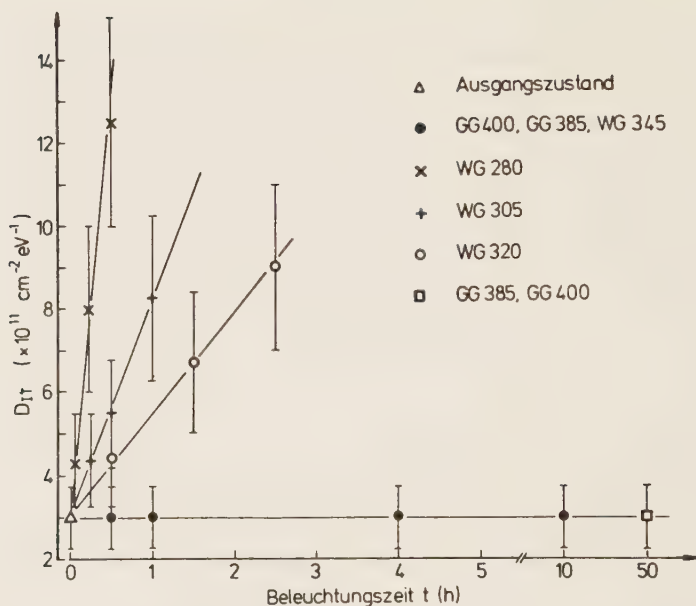


Abbildung 52 Dichte D_{IT} schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit t (HBO-Lampe) unter Verwendung der Kantenfilter WG 280, WG 305, WG 320, WG 345, GG 385 und GG 400, deren Reintransmissionsgrade in den Abbildungen 48 bzw. 39 zu sehen sind.

mender Kantenwellenlänge die Zeitableitung $D_{IT}' = dD_{IT}(t)/dt$ von $D_{IT}' = (6.9 \pm 3.1) \cdot 10^7 \text{ 1/eVscm}^2$ für das Kantenfilter WG 320, über $D_{IT}' = (14.7 \pm 7.6) \cdot 10^7 \text{ 1/eVscm}^2$ für das Kantenfilter WG 305 auf $D_{IT}' = (5.28 \pm 1.81) \cdot 10^8 \text{ 1/eVscm}^2$ für das Kantenfilter WG 280.

Wie aus den Transmissionskurven ersichtlich (Abbildung 48), steigt der Anteil hochenergetischer Photonen, die, von der HBO-Lampe emittiert, das Kantenfilter passieren können, mit abnehmender Kantenwellenlänge deutlich an. Das Spektrum der HBO-Lampe (Abbildung 40) zeigt für Wellenlängen kleiner 270 nm keine merkliche Intensität, d. h. die Schädigung der Grenzfläche muß von Photonen bewirkt werden, deren Wellenlänge größer 270 nm ist, aber kleiner 320 nm sein muß; ansonsten wäre beim Kantenfilter WG 345 innerhalb 10 h eine Erhöhung von D_{IT} zu beobachten.

Die größte Wellenlänge, bis zu der Photonen eine Veränderung der Grenzflächeneigenschaften bewirken können, sei λ_G genannt.

Gäbe es z. B. zwei oder mehr Schädigungsprozesse, zu denen verschiedene Grenzwellenlängen gehören, so wird bei dem folgenden Auswertverfahren die größte dieser Grenzwellenlängen ermittelt.

Aus dem Spektrum der HBO-Lampe erhält man die spektrale Verteilung der Photonenflußdichte $P(\lambda)$ pro Wellenlängenintervall dieser Lampe. Die Transmission $T_{WG\ K}(\lambda)$ des Kantenfilters K, $K \in \{280, 305, 320\}$, läßt sich aus Abbildung 48 entnehmen. Das Produkt $P(\lambda)T_{WG\ K}(\lambda)d\lambda$ ist die relative Anzahl der Photonen pro Zeiteinheit im Wellenlängenintervall $d\lambda$ um λ , die auf die Probe auftreffen; dabei ist für alle Filter und alle Proben die Geometrie des Versuchsaufbaus identisch. Die Probentemperatur betrug wieder 35°C .

Das Integral $I(\lambda_G) = \int_{270}^{\lambda_G} P(\lambda)T_{WG\ K}(\lambda)d\lambda$ gibt daher für das jeweilige

Kantenfilter K die relative Gesamtzahl der Photonen pro Zeiteinheit im Intervall $(270, \lambda_G)$ an, die eine Schädigung der Grenzfläche verursachen. Die Wechselwirkung von Licht mit Materie ist ein Quanteneffekt, d. h. der Grad der Schädigung der Grenzfläche, also die Änderung der Grenzflächenzustandsdichte, verläuft proportional zur Intensität, ist also bei konstantem Photonenfluß proportional zur Beleuchtungszeit t für nicht zu große Zeiten t und nicht zu hohe Beleuchtungsintensitäten.

Abbildung 52 zeigt einen linearen Anstieg von $D_{IT}(t)$ für alle Kantenfilter innerhalb der zugrundegelegten Beleuchtungszeiten.

Also ist die Änderung der Zustandsdichte pro Zeiteinheit, $D_{IT}'(t)$, proportional zur relativen Photonenzahl pro Zeiteinheit, d. h. für alle Filter K existiert eine gemeinsame Konstante C mit

$$D_{IT}'(t)_{WG\ K} = C \int_{270}^{\lambda_G} P(\lambda)T_{WG\ K}(\lambda)d\lambda$$

Insbesondere gilt:

$$\frac{D_{IT}'(t)_{WG\ K_1}}{D_{IT}'(t)_{WG\ K_2}} = \frac{\int_{270}^{\lambda_G} P(\lambda)T_{WG\ K_1}(\lambda)d\lambda}{\int_{270}^{\lambda_G} P(\lambda)T_{WG\ K_2}(\lambda)d\lambda} \stackrel{\text{Def.}}{=} V_{WG\ K_2}^{WG\ K_1}(\lambda_G) \quad (55)$$

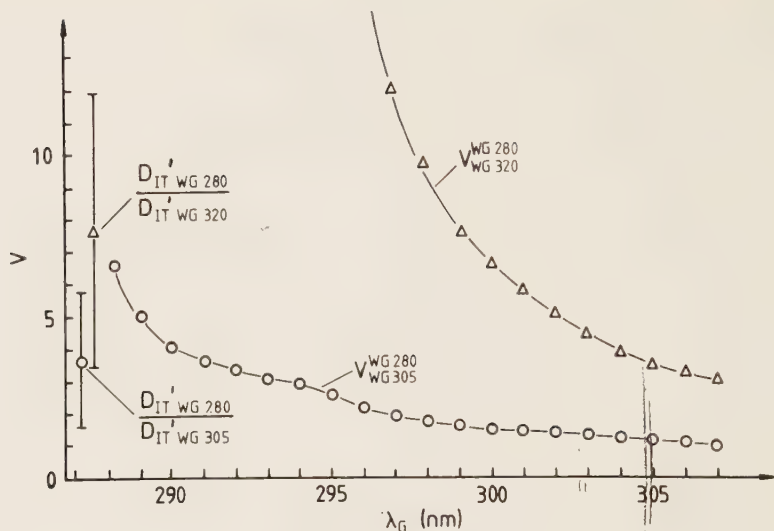


Abbildung 53 Abhängigkeit der Funktionen $V_{WG 305}^{WG 280}$ und $V_{WG 320}^{WG 280}$ von der Grenzwellenlänge λ_G . Eingetragen sind ferner die Quotienten der Änderungen der Zustandsdichten pro Zeiteinheit für die entsprechenden Kantenfilter.

Die Größe $V_{WG K_2}^{WG K_1}(\lambda_G)$ wird für zwei Kantenfilter K_1 und K_2 definiert als der Quotient der beiden von λ_G abhängigen Integrale der Gleichung (55).

Numerisch wurden die Funktionen $V_{WG 320}^{WG 280}(\lambda_G)$ und $V_{WG 305}^{WG 280}(\lambda_G)$ berechnet und in Abhängigkeit von λ_G in Abbildung 53 aufgetragen.

Die beiden in Abbildung 53 an der Ordinatenachse mit Fehler eingezeichneten Werte bezeichnen die Quotienten $D_{IT' WG 280} / D_{IT' WG 320} = 7.6 \pm 3.3$ und $D_{IT' WG 280} / D_{IT' WG 305} = 3.6 \pm 2.1$ der Änderungen der Zustandsdichten für die entsprechenden Kantenfilter.

Für die λ_G -Werte, für die die Bedingung $1.5 \leq V_{WG 305}^{WG 280}(\lambda_G) \leq 5.7$ oder die Bedingung $4.3 \leq V_{WG 320}^{WG 280}(\lambda_G) \leq 10.9$ erfüllt ist, gilt $289 \text{ nm} \leq \lambda_G \leq 307 \text{ nm}$, sodaß für die Grenzwellenlänge der Wert $\lambda_G = 298 \pm 9 \text{ nm}$ herangezogen wird. Photonen einer Energie größer

4.15 ± 0.13 eV und bedingt durch das Lampenspektrum kleiner als 4.55 eV verursachen die Erhöhung der Dichte schneller Grenzflächenzustände (bei Bandmitte).

Da für die verschiedenen Kantenfilter WG K, $K \in \{280, 305, 320\}$, die Werte für $C_{WG\ K} = D_{IT}'_{WG\ K}/I(\lambda_G)$ relativ gut übereinstimmen, wie aus Tabelle 6 entnommen werden kann, dürfte im Rahmen der Meßgenauigkeit keine zweite, kleinere Grenzwellenlänge existieren, also auch kein zweiter, etwa gleichgewichtiger Prozeß, über den auch optische Generation von Grenzflächenzuständen bei Bandmitte ablaufen könnten. Andernfalls wären die $C_{WG\ K}$ -Werte wesentlich verschieden. Anzumerken ist ferner, daß λ_G sicher zu klein bestimmt worden ist, denn für den Reaktionsquerschnitt R des optischen Generationsprozesses der Grenzflächenzustände bei Bandmitte wurde eine Stufenfunktion angenommen: $R(\lambda) = 1$ für $\lambda > \lambda_G$ und $R(\lambda) = 0$ für $\lambda < \lambda_G$, was sicher nur eine Näherung darstellen wird.

Die von der HBO-Lampe im Wellenlängenintervall (270 nm, 298 nm) emittierte und am Ort der Probe ohne Verwendung von Filtern herrschende Strahlungsflußdichte konnte zu $S_{(270\text{ nm}, 298\text{ nm})} = 5.1\text{ mW/cm}^2$ ermittelt werden. Dazu wurde die totale Strahlungsflußdichte der HBO-Lampe am Ort der Probe mit einer geeichten Thermosäule gemessen und aus dem Spektrum der Lampe (Abbildung 40) der Anteil der von der Lampe im Wellenlängenintervall (270 nm, 298 nm) emittierten Strahldichte an der gesamten emittierten Strahldichte bestimmt. Da für die Kantenfilter keine externen Transmissionsgrade vorlagen, wurden die durch die Filter hindurchtretenden und am Ort der Probe herrschenden Strahlungsflußdichten nicht berechnet.

Zur weiteren experimentellen Absicherung des Wertes der Grenzwellenlänge wurden Plasma-Si-Nitrid-Schichten mit der HBO-Lampe beleuchtet, wobei Oriel Linienfilter der Wellenlängen 312.5 und 334 nm in den

Tabelle 6: Werte der Konstanten $C_{WG\ K}$ der Kantenfilter WG 280, WG 305 und WG 320.

Kantenfilter	$C_{WG\ K}$
WG 280	$(5.2 \pm 1.8) \cdot 10^{-19}$
WG 305	$(2.6 \pm 1.4) \cdot 10^{-19}$
WG 320	$(6.6 \pm 3.0) \cdot 10^{-19}$

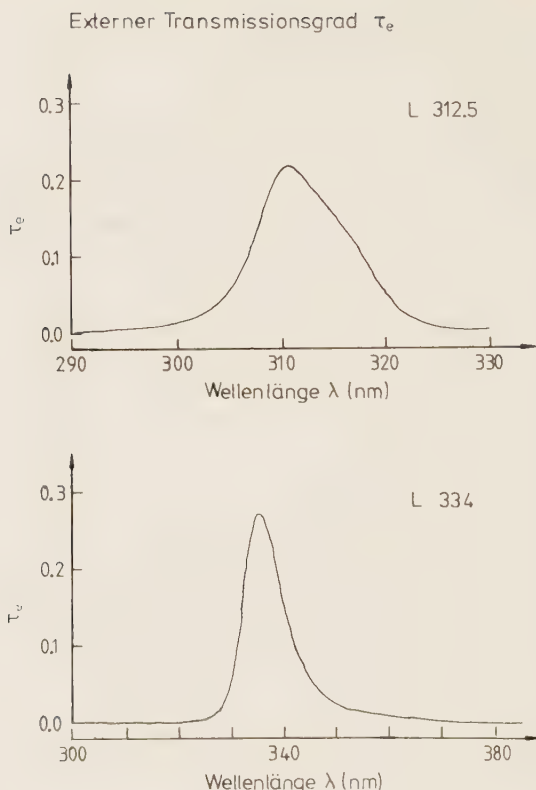


Abbildung 54 Externe Transmissionsgrade τ_e der Oriel Linienfilter L 312.5 und L 334 als Funktion der Wellenlänge λ (Oriel-Werksangabe).

Strahlengang gebracht wurden; ihre externen Transmissionsgrade τ_e sind in Abbildung 54 gezeigt. In Abbildung 55 ist für beide Linienfilter die Dichte D_{IT} schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte über die Beleuchtungszeit der HBO-Lampe aufgetragen.

Beim Linienfilter L 334 tritt keine meßbare Erhöhung der Dichte schneller Grenzflächenzustände auf. Aus den externen Transmissionsgraden des L 334 (Abbildung 54) wird wieder bestätigt, daß die Grenzwellenlänge λ_G kleiner als 320 nm bis 330 nm sein muß, da für größere Wellenlängen merkliche Transmission besteht.

Dagegen tritt beim L 312.5 eine Erhöhung der Zustandsdichte von $D_{IT} = (2 \pm 0.5) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$ auf $D_{IT} = (10 \pm 2.5) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$ nach 18 h Beleuchtung auf.

Die Zeitableitung D_{IT}' für das Linienfilter L 312.5 beträgt $D_{IT}' = (1.23 \pm 0.44) \cdot 10^7 \text{ 1/eVscm}^2$. Wertet man das Integral $\int_{\lambda_G} P(\lambda) \tau_{eL\ 312.5}(\lambda) d\lambda$ mit $\lambda_G = 298 \text{ nm}$ für das Linienfilter

L 312.5 aus, bildet den Quotienten aus D_{IT}' und $I(298)$ für dieses Linienfilter, so ergibt sich ein Wert von

$C = D_{IT}' / I(298) = (13,4 \pm 4.8) \cdot 10^{-19} \text{ 1/eV}$. Der Mittelwert $\bar{C}$ der Konstanten C der Kantenfilter WG 280, WG 305 und WG 320 beträgt $\bar{C} = (4.8 \pm 2.0) \cdot 10^{-19} \text{ 1/eV}$. Diese relativ hohe Abweichung des

Wertes $D_{IT}' / I(298)$ des Linienfilters L 312.5 läßt sich dadurch erklären, daß nur für das Linienfilter L 312.5 die an diesem Filter gemessenen externen Transmissionsdaten vorlagen, während für die drei Kantenfilter WG 280, WG 305 und WG 320 nur die über mehrere Glasschmelzen gemittelten Reintransmissionskoeffizienten zur Verfügung standen,

daß nur für das Linienfilter L 312.5 die an diesem Filter gemessenen externen Transmissionsdaten vorlagen, während für die drei Kantenfilter WG 280, WG 305 und WG 320 nur die über mehrere Glasschmelzen gemittelten Reintransmissionskoeffizienten zur Verfügung standen,

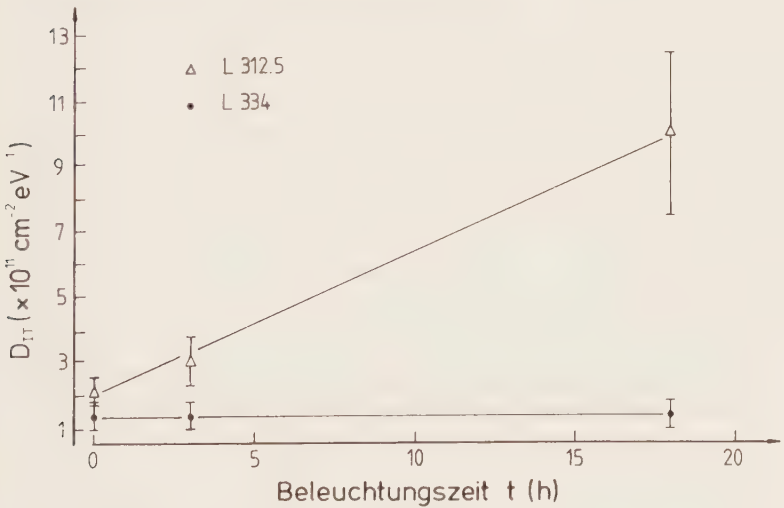


Abbildung 55 Dichte D_{IT} schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit t (HBO-Lampe), wobei sich die Linienfilter L 312.5 bzw. L 334 im Strahlengang befanden.

bei denen Reflexionsverluste an den Luft/Glas- und Glas/Luft-Grenzflächen nicht berücksichtigt sind. Die relative Gesamtzahl der Photonen pro Zeiteinheit $I(\lambda_G)$ für die Kantenfilter wird daher zu hoch angesetzt, und $\bar{C}$ wird dadurch kleiner als der exakte Wert. Daher ist obiger $\bar{C}$ -Wert kleiner als der C-Wert des L 312.5. Eine Bestimmung der externen Transmissionsgrade der Kantenfilter konnte aus apparativen Gründen nicht durchgeführt werden.

Da der Wert der Strahlungsflußdichte $S_{(270 \text{ nm}, 298 \text{ nm})}$ der HBO-Lampe bekannt ist und für das Filter L 312.5 die externen Transmissionsgrade vorliegen, läßt sich die durch das Filter L 312.5 hindurchtretende Strahlungsflußdichte $S_{(270 \text{ nm}, 298 \text{ nm})}^{L 312.5}$ im Wellenlängenintervall (270 nm, 298 nm) wie folgt berechnen zu:

$$S_{(270 \text{ nm}, 298 \text{ nm})}^{L 312.5} = S_{(270 \text{ nm}, 298 \text{ nm})} \frac{\int_{270}^{298} P(\lambda) \tau_{eL 312.5} hc/\lambda d\lambda}{\int_{270} P(\lambda) hc/\lambda d\lambda} =$$

$= 0.03 \text{ mW/cm}^2$ (h = Plancksche Konstante, c = Lichtgeschwindigkeit). Als charakteristische Größe, die die Erhöhung der Dichte schneller Grenzflächenzustände in Abhängigkeit von der Flußdichte $S_{(\lambda < \lambda_G)}$ der Strahlung mit Wellenlänge unterhalb der Grenzwellenlänge $\lambda_G = 298 \text{ nm}$ beschreibt, ist der Quotient $Q = dD_{IT}/dt/S_{(\lambda < \lambda_G)}$ anzusehen.

Für das Linienfilter L 312.5 beträgt dieser Quotient

$Q = (3.9 \pm 1.4) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVWs}$. Die Angabe des Q-Wertes ist nur dann sinnvoll, wenn eine lineare Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte vorliegt, die allerdings nur bei nicht zu hohen Strahlungsintensitäten im kritischen Wellenlängenbereich und nicht zu langen Beleuchtungszeiten auftritt. Gemäß obiger Definition des Q-Wertes erzeugt einfallende Strahlung einer Wellenlänge kleiner 298 nm und einer Intensität von 1 W/cm^2 pro Sekunde eine Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte von $D_{IT} = (3.9 \pm 1.4) \cdot 10^{11} \text{ 1/eVcm}^2$.

4.3.9 Deutung der optischen Generation von Grenzflächenzuständen

In diesem Abschnitt wird versucht, eine Korrelation zwischen der experimentell beobachteten Grenzwellenlänge $\lambda_G = 298 \pm 9 \text{ nm}$ (entspricht $E_G = 4.15 \pm 0.13 \text{ eV}$) für die optische Generation schneller Grenzflä-

chenzustände bei Bandmitte und möglichen Strukturveränderungen im Dielektrikum Plasma-Si-Nitrid herzustellen.

Plasma-Si-Nitrid ist hinsichtlich vieler seiner Eigenschaften zwischen amorphem Silizium (a-Si) und amorphem Siliziumdioxid (a-SiO₂) einzuordnen. Der optische Bandabstand E_g von Plasma-Si-Nitrid kann mit zunehmendem Siliziumüberschuß über die Stöchiometrie Si₃N₄ von 5 eV bis auf 3 eV absinken [72]. Plasma-Si-Nitrid ist eine amorphe Substanz wie a-Si, aber kein richtiges Glas wie a-SiO₂ [72] und enthält einen hohen Anteil chemisch gebundenen Wasserstoffs [64]. Auch bei Ammoniaküberschuß während des Abscheideprozesses des Plasma-Si-Nitrids sind die Schichten von einer stöchiometrischen Zusammensetzung Si₃N₄ weit entfernt [73] und weisen, wie oben erwähnt, einen Siliziumüberschuß und daher $\equiv \text{Si} - \text{Si} \equiv$ -Bindungen auf.

Bei den in dieser Arbeit zur Messung der Grenzflächenzustandsdichte verwendeten Proben wurde auf einer etwa 0.6 nm bis 1.0 nm dicken natürlichen Siliziumoxidschicht in einem plasmaunterstützten CVD-Prozeß aus den Gasen Silan und Ammoniak eine 100 nm dicke Siliziumnitridschicht abgeschieden. Im Bereich der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche sind daher Atome der Elemente Silizium, Stickstoff, Wasserstoff [74] und Sauerstoff vorzufinden. Da der optische Bandabstand von Plasma-Si-Nitrid vom Siliziumüberschuß über die Stöchiometrie Si₃N₄ abhängt, könnten durch Photonen einer Energie größer 4.15 ± 0.13 eV Elektron/Loch-Paare im Plasma-Si-Nitrid generiert werden (vgl. Bänderschema Abbildung 51; der Wert 5.1 eV als Bandabstand für Si₃N₄ wird sicher für Plasma-Si-Nitrid zu hoch angesetzt sein).

Löcher besitzen in Plasma-Si-Nitrid eine höhere Beweglichkeit als Elektronen [75]. Wird ein Elektron/Loch-Paar im Volumen der Plasma-Si-Nitrid-Schicht generiert, so driftet das Elektron in Richtung Isolator/Halbleiter-Grenzfläche (vgl. Abbildung 51) und könnte von Elektronenhafstellen eingefangen werden, die – wie die Ergebnisse von Abschnitt 4.3.6 zeigen – an der Grenzfläche im Isolator in hoher Dichte vorhanden sind, während das Loch das Dielektrikum verläßt.

Folglich müßte mit der optischen Generation von Grenzflächenzuständen eine entsprechende Verschiebung der Flachbandspannung ins Positive zu beobachten sein. Innerhalb des 15-minütigen Untersuchungszeitraumes der optischen Generation von Grenzflächenzuständen (Abschnitt 4.3.3) trat jedoch keine meßbare Änderung der Flach-

bandspannung auf, sodaß ein "electron trapping"-Modell – analog dem "hole trapping"-Modell [33] – als nicht geeignet erscheint. Daher wird im folgenden ein anderer Vorschlag zum Verständnis des Problems gebracht.

In Tabelle 7 sind Bindungsenergien verschiedener im Grenzflächenbereich möglicher Bindungen zusammengefaßt [76].

Bei Übergang von einkristallinem Siliziumnitrid zu einkristallinem Siliziumoxinitrid ändern sich die Abstände des Atompaars Si und N durch den Einbau von Sauerstoff um höchstens ein Prozent [77, 78, 79].

Also ist die Bindungsenergie der Si-N-Bindung zumindest in einkristalliner Konfiguration eine für die Elemente Si und N charakteristische Größe. Die Bindungsenergie von Si-N-Bindungen in amorphem Plasma-Si-Nitrid kann nicht größer werden als die Bindungsenergie der Si-N-Bindung im Einkristall, da im Einkristall der energetisch günstigere Zustand vorliegt.

Zudem liegen im idealen amorphen Siliziumnitrid gleicher Bindungsabstand und Koordinationszahl wie im einkristallinen Material vor [80].

Bei der quasistatischen Methode wird ein etwa 2 nm tiefer Bereich des Isolators (von der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche aus gemessen) erfaßt, da Isolatorschichten einer Dicke von 2 nm von Ladungsträgern leicht durchtunnelt werden können (vgl. [20]). Also werden als Grenzflächenzustände wirkende Defekte in einer 1 – 1.4 nm dicken Siliziumnitridschicht erfaßt. Eine mögliche Ursache für die Generation von Grenzflächenzuständen (bei Bandmitte) durch Photonen einer Energie $E > 4.15 \pm 0.13$ eV könnte im photoneninduzierten Aufbrechen verspannter ("strained") Si-N-Bindungen an der Grenzfläche gesehen werden (Bindungsenergie der Si-N-Bindung: Tabelle 7). Durch Photonen auf-

Tabelle 7 Bindungsenergien gewisser im Grenzflächenbereich der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche möglicher Bindungen [76]:

Typ	Bindungsenergie (eV)
Si – N	4.55 ± 0.39
Si – Si	3.29 ± 0.22
Si – H	3.10 ± 0.05
Si – O	7.98 ± 0.13

gebrochene Si-Si-Bindungen könnten ebenfalls zur Erhöhung der Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Beleuchtung mit der HBO-Lampe beitragen.

In beiden Fällen entsteht trivalentes Silizium ($\equiv \text{Si}\cdot$) mit einem nicht an der Bindung beteiligten Valenzelektron. Ein Modell über Grenzflächenzustände sieht in trivalenten Silizium-Defekten an der Grenzfläche eine wesentliche Ursache für Grenzflächenzustände [56].

Durch photoneninduzierte Abspaltung des H-Atoms einer Si-H-Bindung könnte ebenfalls trivalentes Silizium entstehen. Da jedoch nach Tabelle 7 die Bindungsenergie der Si-H-Bindung nur 3.1 eV beträgt - dies entspricht einer Wellenlänge von 400 nm - und um 1 eV von der beobachteten Grenzenergie $E_G = 4.15 \pm 0.13$ eV abweicht, wird dieser Vorgang (Aufbrechen der Si-H-Bindung) für wenig wahrscheinlich gehalten. Denn, wie aus Abbildung 52 zu entnehmen ist, tritt selbst z. B. nach 50-stündiger Beleuchtung mit der HBO-Lampe bei Verwendung des Kantenfilters GG 385 keine meßbare Veränderung der Grenzflächenzustandsdichte bei Bandmitte auf, wie auch nach 10 h Beleuchtung mit der HBO-Lampe bei Verwendung des Kantenfilters WG 345 keine Änderung der Grenzflächenzustandsdichte festzustellen ist.

Stickstoffatome mit einem freien Valenzelektron (entstanden aus Abspaltung eines H-Atoms aus der N-H-Bindung) können keinen Anlaß zu Grenzflächenzuständen geben, wie aus der Erklärung der Abnahme der Grenzflächenzustandsdichte bei Tempern bis zu 500 °C zu entnehmen ist (vgl. Abschnitt 4.3.3 und [64]).

Obiges Modell über die optische Generation von Grenzflächenzuständen steht nicht im Widerspruch zu den in Abschnitt 4.3.3 vorgestellten Temperversuchen, bei denen nach Schädigung der Grenzfläche durch hochenergetische Photonen sogar eine Verbesserung der Grenzflächenzustandsdichte gegenüber dem Ausgangszustand vor Beleuchtung beobachtet werden konnte. Gerade das Absinken der Grenzflächenzustandsdichte der getemperten Proben unter den Wert des Ausgangszustandes beweist, daß die in Abschnitt 4.3.3 zitierten Mechanismen [64, 40] deutlich zum Tragen kommen.

4.3.10 Zusammenfassung der Degradationsmechanismen

Zwei von der Frequenz des Lichtes abhängige Ursachen für die Degradation der Parameter der Hellkennlinie von MIS-Inversionsschicht-

Solarzellen mit Dielektrikum Plasma-Silizium-Nitrid konnten festgestellt werden:

- (A) Photonen einer Energie größer 3.5 eV führen über innere Photoemission von Elektronen über die Barriere an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche zur Abnahme der auf den Halbleiter wirkenden Dichte fester positiver Grenzflächenladungen.
- (B) Photonen einer Energie größer 4.15 eV generieren an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche Grenzflächenzustände; insbesondere tritt eine merkliche Erhöhung der Zustandsdichte bei Bandmitte auf, wo die Zustände als Rekombinationszentren besonders effektiv sind. Eine deutliche Zunahme der Zustandsdichte, die mit der quasistatischen Methode nicht genau untersucht werden kann, zeichnet sich nahe der Leitungsbandkante des Siliziums ab.

Beide Mechanismen, (A) und (B), beeinflussen die Parameter der Hellkennlinie, also Leerlaufspannung, Kurzschlußstrom und Füllfaktor, in unterschiedlichem Maße:

- (i) Die Abnahme der Leerlaufspannung mit der Beleuchtungszeit ist zurückzuführen auf die optische Generation von Grenzflächenzuständen (B). Dadurch treten an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche verstärkt Rekombinationsprozesse auf, die den Photostrom der Solarzelle gerade bei höheren Flußspannungen (vgl. Abschnitt 4.3.4) drastisch erniedrigen und folglich die Leerlaufspannung vermindern, da eine niedrigere an der „idealen“ Diode der realen Solarzelle anliegende Flußspannung einen Dunkelstrom hervorruft, der zur Kompensation des Photostromes ausreicht. Der Einfluß von (A) auf die Leerlaufspannung hält sich in vernachlässigbarer Größe (Abschnitt 4.3.5).
- (ii) Die Abnahme des Kurzschlußstromes mit der Beleuchtungszeit wird gedeutet mit der Rekombination von Ladungsträgern an optisch generierten Grenzflächenzuständen (B), was zu einer Verminderung des Photostromes der Solarzelle führt (Abschnitt 4.3.4). Zwar ist im Kurzschlußbetrieb die Rekombination von Ladungsträgern über Grenzflächenzustände weniger gewichtig als im Leerlaufbetrieb, da die Konzentration der Minoritätsladungsträger (Löcher) im Inversionsschichtbereich vom Betriebszustand der Solarzelle abhängt; aber durch das Licht werden auch im Kurzschlußbetrieb so viele Löcher im n-Teil des induzierten

n-p-Überganges (Inversionsschichtbereich) generiert, daß eine merkliche Abnahme des Kurzschlußstromes zu beobachten ist. Innerhalb des zugrundegelegten Untersuchungszeitraumes kann der Einfluß von (A) auf den Kurzschlußstrom vernachlässigt werden. Erst dann, wenn durch den Prozeß (A) der Serienwiderstand der Solarzelle deutlich den Wert 1Ω überschreitet, kann der Kurzschlußstrom absinken (vgl. Ableitung von Gleichung (40)).

- (iii) Der Füllfaktor der Solarzelle wird durch beide Prozesse, (A) und (B), vermindert. Durch die photoinduzierte Abnahme der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen (A) steigt der Widerstand der Inversionsschicht und damit der Serienwiderstand der Solarzelle, wodurch der Füllfaktor sinkt. Eine zunehmende Dichte schneller Grenzflächenzustände (B) erhöht nicht nur den Inversionsschichtwiderstand durch Verminderung der Beweglichkeit der Elektronen in der Inversionsschicht, sondern führt über Grenzflächenrekombination, die von der an der Solarzelle anliegenden Flußspannung abhängt, zu einer weiteren Abnahme des Füllfaktors (vgl. Abschnitt 4.3.4), so daß der Füllfaktor über drei Mechanismen beeinflußt wird.

Bei der in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Untersuchung tritt Degradation der Parameter der Hellkennlinie von MIS-Inversionsschicht-Solarzellen auch bei einer ELH-Halogenlampe als Beleuchtungsquelle auf.

Wie experimentell festgestellt werden konnte, weist das Spektrum der ELH-Lampe im Gegensatz zum AM1-Spektrum, aber wie das AM0-Spektrum, Strahlungsintensitäten für Wellenlängen kleiner 300 nm auf, sodaß mit obigen Ausführungen die in Abbildung 38 gezeigte Abnahme der Leerlaufspannung und des Kurzschlußstromes verständlich wird.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit konnte zum ersten Mal eine Inversionsschicht-Solarzelle erfolgreich auf einem feinkörnigen polykristallinen Siliziummaterial hergestellt werden.

Als Substratmaterial diente LPCVD-Silizium, das bei 750°C aus der Gasphase durch Pyrolyse von Silan abgeschieden wurde; das Dielektrikum Siliziumnitrid der Solarzelle wurde in einem plasmaunterstützten CVD-Prozeß aufgebracht.

Ehe jedoch eine Inversionsschicht-Solarzelle hergestellt werden konnte, mußten die Eigenschaften der Grenzfläche Siliziumnitrid/LPCVD-Silizium hinsichtlich der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen und der Dichte schneller Grenzflächenzustände bei Bandmitte untersucht werden, um die Existenz der für die Solarzelle wichtigen Inversionsschicht einerseits, und eine für die Funktion der Zelle ausreichende Güte der Grenzfläche hinsichtlich Rekombination der Ladungsträger andererseits zu sichern. Als Vergleichsmaßstab dienten die entsprechenden an Wacker-Silso-Material unter gleichen Herstellungsparametern des Plasma-Siliziumnitrids gewonnenen Werte.

Dunkelkennlinien von quadratischen MIS-Kontakten auf LPCVD-Silizium zeigen, daß trotz eines höheren Anteils von Generations-Rekombinationsmechanismen am Dunkelstrom gegenüber gleichen Kontakten auf Wacker Silso-Material thermionische Emission von Majoritätsladungsträgern und Diffusion von Minoritätsladungsträgern als dominierende Strommechanismen anzusehen sind. Mit der Inversionsschicht-Solarzelle auf LPCVD-Silizium konnte bei einer Leerlaufspannung von 331 mV, einer Kurzschlußstromdichte von 8.34 mA/cm^2 (bezogen auf die gesamte Solarzellenfläche bei 33 % Abschattung) und einem Füllfaktor von 0.51 ein Wirkungsgrad von $\eta = 1.4 \%$ (optisch aktive Fläche $\eta = 2.1 \%$) erreicht werden.

Mit einem Wirkungsgrad von $\eta = 13 \%$ (bezogen auf die gesamte Solarzellenfläche) wurde zudem der bisher höchste Wirkungsgrad einer Inversionsschicht-Solarzelle auf Wacker Silso erzielt.

Die Güte der Grenzfläche Plasma-Siliziumnitrid/LPCVD-Silizium wurde durch Messung des externen Quantenwirkungsgrades an Inver-

sionsschicht-Solarzellen auf LPCVD-Silizium offenbar. Bei kurzen Wellenlängen lag der externe Quantenwirkungsgrad der Solarzelle auf LPCVD-Silizium sogar über den entsprechenden Werten von Solarzellen gleichen Typs auf Wacker Silso und einkristallinem Silizium.

Um Aufschluß über eine mögliche großtechnische Verwendbarkeit der Inversionsschicht-Solarzelle mit Dielektrikum Siliziumnitrid zu erhalten, wurden Stabilitätsuntersuchungen durch Dauerbeleuchten durchgeführt.

Erste Versuche mit einer ELH-Halogenlampe als Beleuchtungsquelle zeigten Degradationserscheinungen der Solarzellen auf, die bei Verwendung eines Kantenfilters mit Kante 400 nm (Transmission für Wellenlängen größer 400 nm) nicht zu beobachten waren. Offenbar bewirkt kurzwelliges Licht eine Schädigung der Solarzellenstruktur. Zur Verkürzung der Testzeiten wurde eine Quecksilberdampfhöchstdrucklampe herangezogen, die einen deutlich höheren Anteil an kurzwelliger Strahlung als die ELH-Lampe aufweist.

Die Kenngrößen der Hell- und Dunkelkennlinien der Solarzellen wurden in Abhängigkeit von der Dauer der Beleuchtung durch eine Quecksilberdampfhöchstdrucklampe aufgenommen. Ferner wurde die Wellenlängenabhängigkeit der Degradation der Solarzellen untersucht.

Die Bestimmung der Dichte schneller Grenzflächenzustände in Abhängigkeit von der Beleuchtungszeit zeigte eine optische Generation von Grenzflächenzuständen auf, deren Abhängigkeit von der Frequenz des verwendeten Lichtes festgestellt werden konnte. Als kritische Wellenlänge wurde $\lambda_G = 298 \pm 9$ nm ermittelt. Photonen einer zugehörigen Wellenlänge kleiner als die kritische Wellenlänge erzeugen Grenzflächenzustände.

Ebenfalls frequenzabhängig zeigte sich die Dichte fester positiver Grenzflächenladungen, die die Inversionsschicht influenzieren. Während bei Verwendung eines Kantenfilters mit Kante 385 nm keine Abnahme der Dichte der Grenzflächenladungen bei Beleuchtung mit der Quecksilberdampfhöchstdrucklampe meßbar war, trat eine Abnahme bei Verwendung eines Kantenfilters mit Kante 360 nm auf.

Als Ursache für die Degradation von Inversionsschicht-Solarzellen mit Dielektrikum Siliziumnitrid können folgende Mechanismen angesehen werden:

- (1) Innere Photoemission von Elektronen über die Siliziumoxid-Potentialbarriere an der Silizium/Siliziumoxid/Siliziumnitrid-Grenzfläche

(2) Optische Generation von Grenzflächenzuständen an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche

Die innere Photoemission führt zur Abnahme der Dichte fester positiver Grenzflächenladungen, somit zur Erhöhung des Kanalwiderstandes der Inversionsschicht und letztlich zur Verminderung des Füllfaktors der Solarzelle, wobei aber die Werte des Kurzschlußstromes und der Leerlaufspannung, wie gezeigt wurde, praktisch konstant bleiben.

Weitaus härtere Konsequenzen folgen aus der optischen Generation von Grenzflächenzuständen. Die bei Beleuchtung (mit einer Lichtquelle, die auch Photonen einer Wellenlänge kleiner 300 nm emittiert) steigende Dichte schneller Grenzflächenzustände führt an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche zur Rekombination photogenerierter Ladungsträger. Der daraus resultierende Inversionsschichtrekombinationsstrom hängt von der Grenzflächenzustandsdichte und der an der Solarzelle anliegenden Flußspannung ab. Mit ihm kann das Absinken der Leerlaufspannung, des Kurzschlußstromes und des Füllfaktors verstanden werden. Als Folge der Grenzflächenrekombination ist eine drastische Abnahme des Wirkungsgrades von Inversionsschicht-Solarzellen mit Dielektrikum Siliziumnitrid zu beobachten.

Da die beiden Ursachen (1) und (2) (siehe oben) für die Degradation nicht zu verhindern sein dürften, wird man Abhilfe nur durch Verwendung geeigneter Abdeckmaterialien, die sowieso zum Schutz der Solarzellen erforderlich sind, schaffen können. Diese Abdeckmaterialien müssen Eigenschaften wie ein Kantenfilter besitzen, dessen Transmission für Wellenlängen des Lichtes kleiner circa 360 nm null ist.

Literaturverzeichnis

- [1] D. M. Chapin, C. S. Fuller, G. L. Pearson, J. Appl. Phys. 25, 676 (1954)
- [2] J. Lindmayer and J. F. Allison, Proc. 9th IEEE Photovolt. Spec. Conf., 83 (1972)
- [3] T. L. Chu, H. C. Mollenkopf and S. S. Chu, J. Electrochem. Soc. 122, 1681 (1975)
- [4] D. E. Carlson, C. R. Wronski, Appl. Phys. Lett. 28, 671 (1976)
- [5] G. C. Salter, R. E. Thomas, Solid State Electron. 20, 95 (1977)
- [6] H. J. Hovel, "Solar Cells", Academic Press New York (1975)
- [7] J. Lindmayer and J. F. Allison, Comsat Tech. Rev. 3, 1 (1973)
- [8] R. Schörner, R. Hezel, IEEE Trans. Electron Devices ED-28, 1466(1981)
- [9] H. Morita et al., Jap. J. Appl. Phys. 21, Suppl. 21-2, 47 (1982)
- [10] J. Y. W. Seto, J. Electrochem. Soc. 122, 701 (1973)
- [11] P. Rai-Choudhury, P. L. Hower, J. Electrochem. Soc. 120, 1761 (1973)
- [12] T. I. Kamins, T. R. Cass, Thin Solid Films 16, 147 (1973)
- [13] T. I. Kamins, J. Electrochem. Soc. 127, 686 (1980)
- [14] R. Hezel, R. Schwidefsky, Siemens Forsch.- und Entwickl.-Bericht Bd. 1, Nr. 3/72, 297 (1972)
- [15] A. J. Mountvala, G. Abowitz, Vacuum 15, 359 (1965)
- [16] J. E. Davey, J. Appl. Phys. 32, 877 (1961)
- [17] J. Y. W. Seto, J. Appl. Phys. 46, 5247 (1975)
- [18] R. Schörner, Doktorarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg (1982)
- [19] D. L. Pulfrey, IEEE Trans. Electron Devices ED-25, 1308 (1978)
- [20] M. A. Green, F. D. King and J. Shewchun, Solid State Electron. 17, 551 (1974)

- [21] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Wiley New York (1969)
- [22] W. Shockley, Bell Syst. Techn. J. 28 435 (1949)
- [23] B. L. Smith, E. H. Rhoderick, Solid State Electron. 14, 71 (1971)
- [24] H. C. Card, E. H. Roderick, J. Phys. D: Appl. Phys. 4, 1589 (1971)
- [25] C. Sah, IRE Trans. Electron. Dev. 50, 94 (1962)
- [26] J. Shewchun, M. A. Green and F. D. King, Solid State Electron. 17, 563 (1974)
- [27] R. B. Godfrey, M. A. Green, Appl. Phys. Lett 34, 860 (1979)
- [28] R. Hezel, R. Schörner, J. Appl. Phys. 52, 3076 (1981)
- [29] E. A. Taft, J. Electrochem. Soc. 118, 1341 (1971)
- [30] A. K. Sinha, H. J. Levinstein, T. E. Smith, G. Quintana, S. E. Haszko, J. Electrochem. Soc. 125, 601 (1978)
- [31] R. Hezel, Solid State Electron. 24, 863 (1981)
- [32] M. P. Thekaekora, Solar Energy 14, 109 (1973)
- [33] A. Goetzberger, E. Klausmann, M. J. Schulz, CRC Critical Reviews in Solid State Sciences 6, 1 (1976)
- [34] B. L. Smith, E. H. Rhoderick, Solid State Electron. 14, 71 (1971)
- [35] L. J. van der Pauw, Philipps' Technische Rundschau 20. Jahrgang, 230
- [36] K. Rajkanan, J. Shewchun, Solid State Electron. 22, 193 (1979)
- [37] W. G. Thompson, S. L. Franz, R. L. Anderson, O. H. Winn, IEEE Trans. Electron Devices ED-24, 463 (1977)
- [38] N. G. Tarr, D. L. Pulfrey, Appl. Phys. Lett. 34, 295 (1979)
- [39] R. B. Godfrey, M. A. Green, Appl. Phys. Lett. 34, 790 (1979)
- [40] K. D. Blumenstock, R. Schörner, R. Hezel, in "Insulating Films on Semiconductors", North Holland Amsterdam (1983), 224
- [41] W. C. Dash, R. Newman, Phys. Rev. 99, 1151 (1955)
- [42] D. E. Carlson, C. R. Wronsky, Topics in Applied Physics 36, 287, Springer Berlin (1979)
- [43] R. H. Bube, Solar Cells 1, 209 (1979/80)

- [44] E. P. Burte, R. Hezel, J. Appl. Phys. 55, 1183 (1984)
- [45] R. Hezel, J. Electron. Mater. 8, 459 (1978)
- [46] R. B. Godfrey, M. A. Green, Appl. Phys. Lett 33, 637 (1978)
- [47] Yu-liang He, Hsiang-na Liu, J. de Physique 42, C4 831 (1981)
- [48] T. L. Chu, J. C. Lien, H. C. Mollenkopf et al., Solar Energy 17, 229 (1975)
- [49] N. Szydlo, J. Magariño, D. Kaplan, J. Appl. Phys. 53, 5044 (1982)
- [50] M. A. Green, "Solar Cells", Prentice Hall Inc. Eaglewood Cliffs (1982)
- [51] Y. W. Lam, M. A. Green, L. W. Davies, Appl. Phys. Lett 37, 1087 (1980)
- [52] H. P. Maruska, A. K. Ghosh, D. J. Eustace, T. Feng, J. Appl. Phys. 54, 2489 (1983)
- [53] D. L. Pulfrey, Solid State Electron. 21, 519 (1978)
- [54] R. Hezel, K. Jäger, Solid State Electron. 26, 993 (1983)
- [55] T. P. Ma, G. Scoggan, R. Leone, Appl. Phys. Lett 27, 61 (1975)
- [56] P. Balk, N. Klein, Thin Solid Films 89, 329 (1982)
- [57] R. J. Powell, G. F. Derbonwick, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 99 (1971)
- [58] K. H. Zaininger, A. G. Holmes-Siedle, RCA Review 28, 208 (1967)
- [59] A. Goetzberger, V. Heine, E. H. Nicollian, Appl. Phys. Lett. 12, 95 (1968)
- [60] H. L. Hughes, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16, 195 (1969)
- [61] C. W. Gwyn, J. Appl. Phys. 40, 4886 (1969)
- [62] T. P. Ma, Appl. Phys. Lett. 27, 615 (1975)
- [63] P. V. Dressendorfer, Ph. D. Thesis, Yale University (1978)
- [64] H. J. Stein, V. A. Wells, R. E. Hampy, J. Electrochem. Soc. 126, 1750 (1979)
- [65] E. Arnold, G. Abowitz, Appl. Phys. Lett 9, 344 (1966)
- [66] S. C. Sun, J. D. Plummer, IEEE J. Solid-State Circ. SC-15, 562 (1980)
- [67] Y. C. Cheng, E. A. Sullivan, Surf. Science 34, 717 (1973)

- [68] C. T. Sah, T. H. Ning, L. L. Tschopp, Surf. Science 32, 561 (1972)
- [69] O. M. Nielsen, J. Appl. Phys. 52, 5870 (1981)
- [70] A. S. Grove, in "Physics and Technology of Semiconductor Devices", Wiley New York (1967)
- [71] E. P. Jacobs, G. Dorda, Solid State Electron. 20, 361 (1977)
- [72] J. Robertson, Philosophical Magazine B 44, 215 (1981)
- [73] P. S. Peercy, H. J. Stein, B. L. Doyle, S. T. Picraux, J. Electron. Mater 8, 11 (1979)
- [74] R. Chow, W. A. Lanford, Wang Ke-Ming, R. S. Rosler, J. Appl. Phys. 53, 5630 (1982)
- [75] P. C. Arnett, Z. A. Weinberg, IEEE Trans Electron. Devices ED-25, 1014 (1978)
- [76] Handbook of Chemistry and Physics 56th Edition (1975-1976)
- [77] Structure Reports 26, 292 (1961)
- [78] Structure Reports 27, 674 (1962)
- [79] Structure Reports 29, 244 (1964)
- [80] M. V. Coleman, D. J. D. Thomas, Phys. Status Solidi 25, 241 (1968)

Stichwortverzeichnis

A

- Absorptionskonstante 50, 78, 80, 98
- Antireflexionsschicht 20
- AMO-Spektrum 31
- AMI-Spektrum 31
- Aufdampfen 44, 45

B

- Bänderschema,
 - MIS-Kontakt 23
 - Siliziumnitrid/Siliziumdioxid/p-Silizium-Struktur 128
- Bandabstand LPCVD-Silizium 94
- Barrierrhöhe 25
- Beweglichkeit
 - Experimentelle Ergebnisse 76
 - Inversionsschicht-Elektronen 130
 - Meßverfahren 48, 61
 - Theorie 15, 61
- Bindungsenergien 140

C

- Chemische Dampfphasenabscheidung 14

D

- Degradationsmechanismen 141
- Diffusionsstrom 25, 89
- Dünnoxid 45
- Dunkelkennlinien,
 - Experimentelle Ergebnisse 87, 88
 - Gleichung 25, 26, 52

E

- Epitaxiereaktor 36

F

- Flachbandspannung 51, 83, 113, 127
- Frequenzabhängigkeit
 - Solarzellendegradation 123
 - Generation von Grenzflächenzuständen 131
- Füllfaktor 31, 116, 123, 129, 143
- Meßergebnisse 95, 101, 106, 125

G

- Generations-, Rekombinationsstrom 25, 89
- Grenzflächenladungen 28, 50
 - Dichte 50, 83, 84, 126
- Grenzflächenrekombination 116ff.
- Grenzflächenzustände 32, 83
- Grenzflächenzustandsdichte 82, 100
 - bei UV-Beleuchtung 109
 - in Abhängigkeit von der Wellenlänge 131
- Grenzwellenlänge 133

H

- Halbleiterlimitierung 24, 117
- Hallbeweglichkeit 76
- Hellkennlinie
 - MIS-Inversionsschicht-Solarzelle 95
 - Solarzelle 31

I

- „Ideale“ Diode 51, 54, 91, 120
- Innere Photoemission 127
- Inversion 23, 28, 86, 90
- Inversionsschicht 23, 28, 119
 - rekombinationsstrom 120, 122
 - widerstand 115, 130
- Inversionsschicht-Solarzelle
 - Funktionsprinzip 29
 - Hellkennlinie 31
 - Prinzipieller Aufbau 20

K

- Kantenfilter 102, 124
- Kapazitäts-Spannungs-Beziehung
 - MIS-Dioden 27
 - gemessene 85
- Korngrenze 15, 44, 78
- Barriere 17, 73
- Kurzschlußstrom 30, 53, 58, 121, 142
- Meßergebnisse 94, 103, 107, 125

L

- Leerlaufspannung 30, 53, 58, 59, 119
 - Meßergebnisse 95, 101, 106, 125
- Leitfähigkeit
 - Experimentelle Ergebnisse 71
 - Meßverfahren 49
 - Theorie 15
- Linienfilter 136
- LPCVD-Silizium
 - Herstellung 36, 37
 - Hallbeweglichkeit 76
 - Leitfähigkeit 71
 - Optische Absorption 78
 - Photoleitfähigkeit 73
 - Spezifischer Widerstand 69
 - Wachstumsrate 67

M

- Messung
 - Dunkelkennlinie 57
 - Hellkennlinie 58
- MIS-Kontakt 21
 - Präparation 45
 - Kennlinien 55, 87, 88

O

- Optische Generation von Grenzflächenzuständen 109, 131
- Deutung 138

P

- Photoleitfähigkeit 73
- Photolithographie 45
- Photostrom 30, 51, 53, 119, 120
- Pyrolyse von Silan 14

Q

- Querschnitt
 - MIS-Feldeffekttransistor 40
 - MIS-Kondensator 41
 - MIS-Inversionsschicht-Solarzelle 39, 40
- Quantenwirkungsgrad 56
 - Meßergebnisse 97
- Quasiferminiveau 25, 118
- Quasistatische Methode 32

R

- Reaktionsquerschnitt 135

S

- Serienwiderstand 52, 87, 130
 - Meßergebnisse 87, 108
- Siliziumnitrid 20, 82, 94, 98, 109, 126, 131
 - Herstellung 27, 46
- Spezifischer Widerstand 69
- Stabilität von MIS-Inversionsschicht-Solarzellen
 - Experimente 100, 104, 123
 - Ursachen für Degradation 109, 126
- Strom-Spannungs-Charakteristik
 - Messung 57
 - MIS-Struktur-Theorie 21
 - MIS-Struktur auf LPCVD-Silizium 87
 - MIS-Struktur auf Wacker Silso 88
 - Solarzelle bei UV-Beleuchtung 106
 - Solarzelle, unbeleuchtet 118
- Substratmaterial 43, 66
 - Reinigung 43

T

- Temperaturabhängigkeit
 - Leitfähigkeit LPCVD-Silizium 71
 - Photoleitfähigkeit LPCVD-Silizium 75
 - Sättigungssperrstrom 93
- Thermionischer Emissionsstrom 26, 89
- Tunnelströme 22

V

- Vierspitzenmethode 47

W

- Wachstumsrate 67
- Wirkungsgrad 31
 - Meßergebnisse 95, 103, 107, 124

Lebenslauf

Geburtstag und -ort: 4. September 1953 in Bayreuth (Bayern)

Eltern: Paul Burte, Gend.-Wachtmeister a.D.
Gerda Burte, geb. Nagel

Bildungsweg: 1959 – 1961 Volksschule St. Georgen in Bayreuth
1961 – 1964 Volksschule Laineck
1964 – 1973 Graf-Münster-Gymnasium Bayreuth
(math.-naturwissenschaftliches und neusprachliches Gymnasium)
Juni 1973 Abitur

WS 1973/74 bis WS 1978/79 Studium der Mathematik und Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg

Frühjahr 1976 Vorexamen in Mathematik und Physik. Zulassungsarbeit bei Prof. Dr. Bauer (Mathematisches Institut) mit dem Thema: „Hopf-Invariante und Freudenthalsche Suspension“

Frühjahr 1979 Staatsexamen für das Lehramt an Gymnasien in Mathematik und Physik

WS 1979/80 Beginn der Dissertation bei Prof. Dr. H. Weiß, Lehrstuhl für Werkstoffe der Elektrotechnik am Institut für Werkstoffwissenschaften der Technischen Fakultät der „Friedrich-Alexander-Universität“ Erlangen-Nürnberg

Familienstand: ledig

